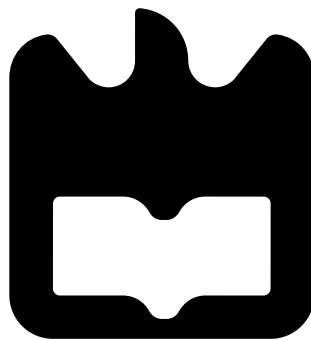




**Gil Gonçalo  
Martins Fernandes**

## **Produção e caracterização de micro-fibras pticas**







**Gil Gonçalo  
Martins Fernandes**

## **Produção e caracterização de micro-fibras pticas**

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários  obtenção do grau de Mestre em Engenharia Física, realizada sob a orientação científica do Doutor Armando Nolasco Pinto, Professor Auxiliar do Departamento de Electrónica, Telecomunicações e Informática da Universidade de Aveiro e Investigador do Instituto de Telecomunicações de Aveiro, e do Doutor Paulo Sérgio de Brito André, Professor Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro e Investigador Auxiliar do Instituto de Telecomunicações de Aveiro.





**o júri**

presidente

**Prof. Dr. João de Lemos Pinto**

Professor Catedrático da Universidade de Aveiro

vogais

**Prof. Dr. Manuel Joaquim Bastos Marques**

Professor Auxiliar do Departamento de Física e Astronomia da Universidade do Porto

**Prof. Dr. Armando Humberto Moreira Nolasco Pinto**

Professor Auxiliar do Departamento de Electrónica Telecomunicações e Informática da Universidade de Aveiro (orientador)

**Prof. Dr. Paulo Sérgio de Brito André**

Professor Auxiliar Convidado do Departamento de Física da Universidade de Aveiro,  
Investigador Auxiliar do Instituto de Telecomunicações (co-orientador)



## agradecimentos

As minhas primeiras palavras de agradecimento vão para os meus orientadores, Professor Doutor Armando Nolasco Pinto e o Professor Doutor Paulo Sérgio de Brito André, pela cooperação e conselhos dados ao longo do trabalho realizado. Aos dois agradeço as sugestões na escrita e organização deste trabalho, assim como a sua participação na discussão e interpretação dos resultados.

Agradeço também aos meus colegas e amigos Nuno Silva, Nelson Muga e Álvaro Almeida do Instituto de Telecomunicações, pelo apoio, conselhos e discussões científicas que mantivemos.

Agradeço ainda ao Doutor Manfred Niehus por toda a cooperação, conselhos dados e discussões científicas que mantivemos que se revelaram de grande importância, de um modo especial, agradeço pela motivação transmitida ao longo deste trabalho.

Gostaria ainda de agradecer às seguintes instituições: à Universidade de Aveiro e ao Instituto de Telecomunicações - Aveiro, onde dispus de todas as condições para a realização do trabalho apresentado nesta dissertação; à Fundação para a Ciência e Tecnologia, que através do projecto “QuantPriv-Tel: Quantum Private Telecommunications” e “OSP-HNLF: Optical Signal Processing Using Highly Nonlinear Fibers” me financiou como Bolseiro de Investigação.

Agradeço também à Mestre Patrícia Silva do Laboratório Associado CI-CECO, pela ajuda prestada na obtenção das imagens de microscopia electrónica de varrimento das micro-fibras ópticas produzidas.

Finalmente, agradeço à minha namorada, Joaquina, por todo o apoio que sempre me deu durante a realização deste trabalho. Agradeço-lhe toda a compreensão e carinho.



**palavras-chave**

Fibras ópticas, micro-fibras ópticas, regiões de transição em fibra óptica.

**resumo**

Nesta dissertação são abordados vários aspectos relacionados com micro-fibras ópticas.

É descrita a propagação de um campo óptico numa micro-fibra óptica. Resolve-se a equação de dispersão para uma micro-fibra óptica e verifica-se que esta pode suportar mais que um modo guiado. São calculados os índices de refração efectivos para os primeiros cinco modos guiados numa micro-fibra óptica. É também discutido o acoplamento modal nestas estruturas ópticas e como este pode descrever a transmitância destas. Calculou-se o raio do modo, o coeficiente não linear e a dispersão das micro-fibras em função do raio da bainha destas.

Descreve-se o sistema experimental desenvolvido para a produção de micro-fibras, assim como as limitações deste, e de que forma estas foram ultrapassadas. Enumeram-se todos os cuidados a ter antes, durante e após a produção das micro-fibras ópticas.

Por fim, as micro-fibras óptica produzidas são caracterizadas, mede-se o raio destas, testando a precisão do sistema experimental desenvolvido. O acoplamento modal é observado ao longo do processo de produção, assim como no espectro de transmissão da micro-fibra produzida. É também estimado o coeficiente não linear das micro-fibras produzidas através do processo estimulado de mistura de quatro ondas.



**keywords**

Optical fibers, Optical microwires, tapered optical fibers.

**Abstract**

This dissertation addressed various aspects related to optical microfibers. The propagation of an optical field in a microfiber is described. The dispersion equation for a microfiber is solved, and it is found that it can support more than one guided mode. The effective refractive indices are calculated for the first five guided modes in a microfiber. The modal coupling is discussed in these optical structures and how the transmittance can be described for these. The radius of the mode, the nonlinear coefficient and dispersion of microfibers are calculated in order to cladding radius.

The experimental system developed for the production of microfibers is described, as well the limitations of this, and how these were overcome. We explain the precautions before, during and after production of optical microfibers.

Finally, the optical microfibers are characterized, the diameters are measured testing the accuracy of the experimental system developed. The modal coupling is observed during the production process, as well the transmission spectrum. The nonlinear coefficient of the microfibers produced is estimated through the process of stimulated four wave mixing.





# Conteúdo

<b>Conteúdo</b>	<b>i</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>iii</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>v</b>
<b>Lista de Acrónimos</b>	<b>vi</b>
<b>Lista de Símbolos</b>	<b>vii</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Estrutura da dissertação . . . . .	3
1.2 Principais contribuições . . . . .	3
<b>2 Descrição teórica</b>	<b>4</b>
2.1 Modos de propagação numa fibra . . . . .	4
2.1.1 Modelo escalar . . . . .	6
2.1.2 Propagação numa estrutura com duas camadas . . . . .	7
2.1.3 Propagação numa estrutura com três camadas . . . . .	8
2.2 Propagação numa MFO . . . . .	10
2.2.1 Índice de refração efectivo . . . . .	11
2.2.2 Critério de adiabaticidade . . . . .	12
2.2.3 Acoplamento modal e modos locais . . . . .	15
2.2.4 Área efectiva . . . . .	16
2.3 Dispersão . . . . .	18
2.3.1 Dispersão em MFOs . . . . .	19
<b>3 Sistema experimental</b>	<b>22</b>
3.1 Sistemas experimentais implementados . . . . .	22
3.1.1 Elongação de uma fibra óptica previamente aquecida . . . . .	23
3.1.2 Processo do forno cerâmico . . . . .	25
3.1.3 Processo da chama oscilante . . . . .	26
3.2 Componentes da montagem experimental . . . . .	29
3.2.1 Posicionadores automatizados . . . . .	29
3.2.2 Chama do maçarico . . . . .	30
3.2.3 Monitorização da transmissão . . . . .	31
3.3 Suporte e transporte . . . . .	32

<b>4</b>	<b>Caracterização de MFOs</b>	<b>33</b>
4.1	Medição do raio das MFOs . . . . .	33
4.2	Perdas ópticas . . . . .	36
4.2.1	Perdas dependentes da polarização . . . . .	39
4.3	Espectro de transmissão . . . . .	41
4.4	Dispersão . . . . .	42
4.5	Coeficiente não linear . . . . .	43
<b>5</b>	<b>Conclusões</b>	<b>46</b>
5.1	Futuros aspectos a analisar . . . . .	47
	<b>Bibliografia</b>	<b>48</b>

# Lista de Figuras

1.1	Representação esquemática de uma MFO . . . . .	1
1.2	Variação do número de publicações e citações relacionadas com MFOs . . . . .	2
2.1	Distribuição do campo eléctrico numa MFO para vários modos . . . . .	5
2.2	Comparação do $n_{eff}$ para o modo fundamental com a aproximação de Gloge e com o modelo vectorial de duas camadas . . . . .	10
2.3	Variação do índice de refração efectivo com o raio . . . . .	11
2.4	Variação do ângulo adiabático em função do raio da bainha da MFO . . . . .	14
2.5	Variação do raio do modo e do coeficiente não linear . . . . .	18
2.6	variação da dispersão em função do comprimento de onda . . . . .	20
2.7	Variação dos zeros de dispersão e do zero da derivada para uma MFO em função do raio . . . . .	20
3.1	Representação esquemática da montagem experimental . . . . .	23
3.2	Representação esquemática do movimento dos posicionadores na primeira montagem experimental implementada . . . . .	24
3.3	Imagem do cilindro de alumina usado para desenvolver o forno cerâmico . . . . .	25
3.4	Representação esquemática do movimento dos posicionadores na segunda montagem experimental implementada . . . . .	26
3.5	Representação esquemática do movimento dos posicionadores na terceira montagem experimental implementada . . . . .	27
3.6	Argumentos necessários para a produção de uma MFO . . . . .	28
3.7	Imagem da chama ideal e da posição relativa da fibra nesta . . . . .	30
3.8	Suporte desenvolvido para o transporte das MFO . . . . .	32
4.1	Comparação entre o perfil alvo e o perfil produzido . . . . .	34
4.2	Representação esquemática da montagem experimental implementada para a medição do diâmetro através da oclusão de um feixe laser . . . . .	34
4.3	Imagem SEM de uma MFO . . . . .	36
4.4	Variação da intensidade transmitida ao longo do processo . . . . .	38
4.5	Representação do número de modos guiados pela MFO em função do diâmetro . . . . .	39
4.6	Resultados da medição da PDL numa MFO . . . . .	40
4.7	Espectro de transmissão de uma MFO . . . . .	41
4.8	Valores experimentais para a dispersão medida numa MFO . . . . .	42
4.9	Montagem experimental implementada para a medição do processo de FWM em MFOs. . . . .	43
4.10	Resultados da medição do processo de FWM em MFOs . . . . .	44



# Lista de Tabelas

3.1	Representação de uma trajectória enviada para os posicionadores UTS . . . .	27
3.2	Especificações dos posicionadores UTS . . . . .	29
4.1	Perfil das MFOs caracterizadas . . . . .	37

# Lista de Acrónimos

<b>Acrónimo</b>	<b>Designação em Português</b>	<b>Designação em Inglês</b>
<b>CVD</b>	deposição por vapor	chemical vapor deposition
<b>DGD</b>	atraso de grupo diferencial	differential group delay
<b>ECL</b>	laser de cavidade externa	external cavity laser
<b>EDFA</b>	amplificador de fibra óptica dopada com érbio	erbium doped fiber amplifier
<b>FWM</b>	mistura de quatro ondas	four-wave mixing
<b>GD</b>	atraso de grupo	group delay
<b>GVD</b>	dispersão da velocidade de grupo	group velocity dispersion
<b>HWP</b>	lâmina de atraso de meio comprimento de onda	half wave-plate
<b>LBP</b>	analisador de perfil de feixe laser	laser beam profiler
<b>LP</b>	modos linearmente polarizados	linearly polarized modes
<b>MFO</b>	micro-fibras óptica	optical microfiber
<b>NFO</b>	nano-fibra óptica	optical nanofiber
<b>ONA</b>	analisador de redes ópticas	optical network analyzer
<b>OSA</b>	analisador de espectros	optical spectrum analyzer
<b>PC</b>	controlador de polarização	polarization controller
<b>PM</b>	medidor de potência óptica	power meter
<b>PMD</b>	dispersão dos modos de polarização	polarization mode dispersion
<b>PDL</b>	perdas dependentes da polarização	polarization dependent loss
<b>SMF</b>	fibra mono-modo	single mode fiber
<b>SEM</b>	microscopia electrónica de varrimento	scanning electron microscope
<b>SPM</b>	auto-modulação de fase	self-phase modulation
<b>SRS</b>	espalhamento estimulado de Raman	stimulated Raman scattering
<b>TLS</b>	fonte de luz laser sintonizável	tunable laser source
<b>XPM</b>	modulação cruzada de fase	cross-phase modulation

# Lista de Símbolos

Símbolo	
$A_{eff}$	área efectiva da fibra óptica
$A_k$	constante que determina a intensidade da interacção entre a sílica e a luz
$\mathbf{B}$	campo de indução magnética
$\beta$	constante de propagação
$c$	velocidade da luz no vácuo
$\varphi(\theta)$	distribuição azimutal do campo
$\psi(r)$	distribuição radial do campo
$D_{ch}$	dispersão cromática
$\mathbf{D}$	campo deslocamento eléctrico
$\nabla$	operador gradiente
$\nabla_t$	operador gradiente segundo a componente transversal
$\Delta\beta$	acordo de fase
$\mathbf{E}$	vector campo eléctrico
$\varepsilon_0$	permitividade eléctrica no vácuo
$\eta$	eficiência
$e(x, y)$	distribuição axial do campo eléctrico
$\gamma$	coeficiente não linear
$\mathbf{H}$	campo magnético
$H_z$	componente longitudinal do campo magnético
$h(x, y)$	distribuição axial do campo magnético
$\mathbf{I}_m$	função de Bessel de tipo I e ordem $m$
$\mathbf{J}_m$	função de Bessel de tipo J e ordem $m$
$\mathbf{K}_m$	função de Bessel de tipo K e ordem $m$
$k$	vector de onda
$L$	comprimento da fibra óptica

$L_{eff}$	comprimento efectivo da fibra óptica
$\lambda$	comprimento de onda
$\lambda_0$	comprimento de onda com dispersão nula
$\lambda_i$	comprimento de onda do sinal sombra
$\lambda_p$	comprimento de onda do sinal de bombeamento óptico
$\lambda_s$	comprimento de onda do sinal óptico
$\lambda_k$	comprimento de onda associado à ressonância da sílica de ordem $k$
$\mu_0$	permeabilidade magnética do vácuo
$n$	índice de refacção
$n_{eff}$	índice de refacção efectivo
$n_{co}$	índice de refacção do núcleo da fibra óptica
$n_{cl}$	índice de refacção da bainha da fibra óptica
$n_{out}$	índice de refacção do meio envolvente à fibra óptica
$n_0$	índice de refacção linear
$n_2$	índice de refacção não linear
$\Omega$	ângulo local da região de transição da MFO
$P_s$	potência óptica do sinal
$P_p$	potência óptica da bomba
$P_i$	potência óptica do sinal sombra
$S(\omega)$	dispersão diferencial
$r$	variável radial
$r_{co}$	raio do núcleo da fibra
$r_{cl}$	raio da bainha da fibra
$R_{uv}$	coeficiente de acoplamento entre o modo $u$ e o modo $v$
$t$	variável temporal
$\tau_g$	atraso de grupo temporal
$V$	frequência de corte normalizada
$V_{co}$	frequência de corte normalizada para o núcleo
$V_{cl}$	frequência de corte normalizada para a bainha
$v_g$	velocidade de grupo
$\omega$	frequência angular
$\omega_r$	diâmetro do modo
$\mathbf{Y}_m$	função de Bessel de tipo Y e ordem $m$
$z$	variável espacial







# Capítulo 1

## Introdução

Fibras ópticas são guias de onda dielétricos, produzidos usualmente a partir de sílica. Estes guias de onda são constituídos por um núcleo envolvido por uma bainha, em que o valor do índice de refração do núcleo é ligeiramente superior ao valor do índice de refração da bainha. As propriedades ópticas destas, tais como: atenuação, dispersão e não linearidades, dependem do raio do núcleo e da bainha, assim como da distribuição e características ópticas dos materiais utilizados na sua produção. A diferença de índices de refração entre o núcleo e a bainha permite que a luz seja guiada paralelamente ao eixo da fibra óptica. Usualmente, o núcleo das fibras ópticas tem um raio de aproximadamente  $5\text{ }\mu\text{m}$  e uma bainha de  $62.5\text{ }\mu\text{m}$ , contudo é possível produzir fibras ópticas com raios inferiores. Quando o raio da bainha destes guias é da ordem de  $1\text{ }\mu\text{m}$  são designadas por micro-fibras ópticas (MFOs - *Optical Microfibers*). As MFOs são usualmente produzidas através da distensão de fibras ópticas convencionais previamente aquecidas. Resultando deste processo três regiões distintas: a região de cintura e duas regiões de transição. Na região de cintura o raio atinge o seu valor mínimo, permanecendo razoavelmente constante ao longo desta. Nas duas regiões de transição, situadas em ambas as extremidades da região de cintura, o raio da fibra varia ao longo da coordenada longitudinal. Estas três regiões encontram-se representadas esquematicamente na figura 1.1. O raio das MFOs pode variar entre vários micrómetros e  $50\text{ nm}$ , podendo o comprimento desta chegar a alcançar as dezenas de metros [1,2].

As MFOs encontram várias aplicações nas mais diversas áreas, desde comunicações ópticas, sensores, lasers, biologia, química e ainda no estudo de processos físicos fundamentais [3,4]. Estas possuem propriedades ópticas únicas, como o elevado confinamento da luz, não line-

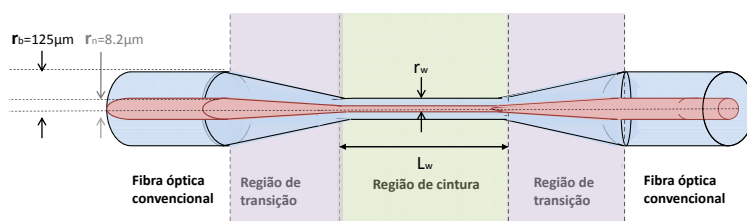


Figura 1.1: Representação esquemática de uma MFO onde se identificam as duas regiões de transição e a região de cintura,  $L_w$  e  $r_w$  representam respectivamente o comprimento e o raio da região de cintura

aridades muito elevadas e forte campo evanescente. As propriedades das MFOs podem ser agrupadas em três conjuntos. No primeiro grupo, surgem as propriedades da região de transição, quando a luz se propaga ao longo desta região a distribuição do campo é alterada, pelo que a área efectiva varia. As regiões de transição podem ser usadas como filtros modais, na compressão de pulsos ópticos e ainda como conexões entre diferentes tipos de fibras com perdas ópticas baixas [3,5]. O segundo destes grupos relaciona-se com o forte confinamento que a luz sofre e as elevadas não-linearidades associadas a estas estruturas ópticas. Para os comprimentos de onda usualmente utilizados em comunicações ópticas, a onda alcança o máximo de confinamento na MFO quando o raio da bainha varia em torno de  $0.5 \mu\text{m}$ . Neste caso a onda é guiada pela diferença de índices de refração entre a sílica e o ar. Esta propriedade pode ser utilizada para a geração de sinais de supercontínuo com potências ópticas reduzidas, amplificação paramétrica de sinal em sistemas de comunicações ópticas e componentes fotónicas para redes de alto debito [3,5–7]. Finalmente, o terceiro grupo caracteriza-se pelo forte campo evanescente na superfície das MFOs. Para valores de raio inferiores a um terço do comprimento de onda propagante, o campo evanescente na região de cintura torna-se relevante. Este pode ser utilizado para guiar átomos ao longo da MFO, como pinças para a manipulação de partículas, sensores de campo evanescente e como cavidades ressonantes com elevados valores do factor-Q [3,8,9].

Estas propriedades únicas levaram nas últimas décadas à investigação destas estruturas, assim como das suas possíveis aplicações [10]. O recente aumento do número de publicações e de citações reflecte o interesse crescente que este tema desperta dentro da comunidade científica, como se pode observar na figura 1.2. Actualmente, é considerada uma área com um grande interesse tanto do ponto de vista da compreensão de processos físicos, como no desenvolvimento de aplicações comerciais.

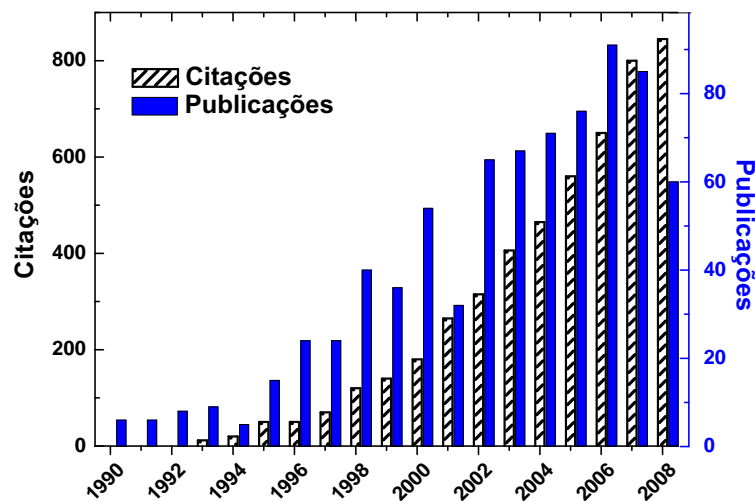


Figura 1.2: Variação do número de publicações e citações relacionadas com MFOs durante os últimos 20 anos [11].

## 1.1 Estrutura da dissertação

Esta dissertação encontra-se dividida em 5 capítulos. No capítulo 2, faz-se a descrição teórica da propagação de um campo óptico ao longo de uma MFO. Utiliza-se a aproximação dos modos locais para encontrar um modelo teórico capaz de descrever a propagação de um campo óptico ao longo das regiões de transição e de cintura. Este modelo permite estimar localmente a função de onda do campo propagante. Discute-se o acoplamento modal nestas estruturas e a transferência de energia entre os vários modos localmente permitidos. Neste capítulo também se introduz o critério de adiabaticidade. Discute também como variam a área efectiva e a dispersão ao longo da componente longitudinal da MFO.

No capítulo 3, descreve-se a técnica utilizada e o sistema experimental desenvolvido para a produção de MFOs. São descritas as dificuldades experimentais encontradas na sua produção, e como estas foram ultrapassadas através das evoluções introduzidas no sistema experimental. Explica-se como o sistema experimental desenvolvido permite controlar a forma das regiões de transição, o raio e o comprimento da região de cintura das MFOs produzidas.

No capítulo 4, caracterizam-se as MFOs produzidas. Analisa-se a transmitância das MFOs ao longo do processo de produção, de que forma esta é afectada pela taxa de redução do núcleo, e como esta se relaciona com o acoplamento modal. No final do processo mede-se o espectro de transmissão da MFO e explica-se este com base no modelo de acoplamento-batimento-acoplamento. Estima-se a dispersão das MFOs produzidas e observa-se o processo estimulado de mistura de quatro ondas (FWM - *Four-Wave Mixing*) estimando o parâmetro não linear.

No capítulo 5, discutem-se os resultados obtidos ao longo da dissertação. Discute-se a montagem experimental e de que forma esta pode ainda ser melhorada. Por fim, são apresentadas algumas sugestões para trabalho futuro.

## 1.2 Principais contribuições

As principais contribuições do trabalho realizado ao longo desta dissertação resumem-se nos seguintes tópicos:

- Implementação de um sistema experimental para a produção de MFOs.
- Modelação teórica do campo óptico numa MFO.
- Caracterização das MFOs produzidas.

Parte destes resultados foram apresentados à comunidade científica através do artigo:

- Gil Fernandes, Manfred Niehus, Armando Nolasco Pinto, “Fabrication and optical characterization of tapered optical fibers”, *In Proceedings of the European Conference on Networks and Optical Communications*, Faro, Algarve, 10-06-2010, pp. 57-62.

## Capítulo 2

# Descrição teórica

Para estudar a propagação de um campo electromagnético numa MFO é necessário compreender a propagação deste ao longo de uma fibra óptica convencional. Para isso, recorre-se à teoria electromagnética desenvolvida por James C. Maxwell, no século XIX. Assim neste capítulo, resolvem-se as equações de Maxwell para dois meios dieléctricos com simetria cilíndrica, descrevendo-se a propagação de um campo electromagnético numa fibra óptica. Tendo em conta as similitudes entre a propagação numa fibra óptica e numa MFO, analisa-se a propagação de um campo no núcleo de uma fibra envolta por uma bainha infinita e por uma bainha finita rodeada por um meio infinito.

Ao longo da década de 80 foram apresentados modelos teóricos capazes de explicar as propriedades ópticas das MFOs e das respectivas regiões de transição. Durante esse período foi desenvolvido o modelo dos modos locais através do qual se explica como o campo óptico evolui nestas estruturas [12]. Quando um campo óptico se propaga numa região de transição, na qual o raio da bainha e do núcleo se vão alterando, a distribuição de energia do campo óptico varia e consequentemente a constante de propagação também varia. Porém, a aproximação dos modos locais pode ser utilizada para calcular a função de onda do campo propagante, a área efectiva e o parâmetro não linear nestas estruturas ópticas. A aproximação dos modos locais explica também como a taxa de redução da bainha pode influenciar a propagação da luz, se esta for demasiado elevada a luz pode acoplar para outros modos guiados que surtem nestas estruturas ou até mesmo para modos radiantes [10]. O acoplamento de energia para os modos radiantes pode induzir elevadas perdas ópticas, para minimizar estas perdas introduziu-se o critério de adiabaticidade [10, 13]. Este critério permite produzir regiões de transição de MFO com baixa atenuação e com comprimentos relativamente curtos [12].

Ao longo deste capítulo os tópicos descritos anteriormente vão ser introduzidos e tratados de forma a clarificar a propagação de um campo óptico numa MFO. Descreve-se o modelo escalar de três camadas utilizado para estudar a propagação do campo óptico ao longo de uma MFO. Este modelo permite explicar convenientemente os processos físicos que acontecem ao longo da MFO. Contudo, será necessário recorrer ao modelo vectorial para analisar a dispersão numa MFO com raios inferiores a  $5\ \mu\text{m}$ .

### 2.1 Modos de propagação numa fibra

Pode-se considerar em primeira aproximação que um pulso óptico é guiada numa fibra óptica através da reflexão interna total devido à diferença de índices de refração entre bai-

na e núcleo. Neste processo, o pulso óptico é transmitida longitudinalmente na fibra óptica através de múltiplas reflexões internas, podendo surgir vários modos guiados na fibra óptica. Uma fibra óptica suporta apenas um número discreto de modos guiados, podendo estes ser determinados através do cálculo das soluções da equação de onda na fibra, ou equação de Helmholtz, que satisfaz as condições fronteira nas interfaces do guia de onda.

Numa fibra óptica existem duas classes de modos que se podem propagar,  $HE_{mn}$  e  $EH_{mn}$ . Estes modos de propagação podem ser designados por transversal eléctrico  $TE_{mn}$ , quando a componente axial do campo eléctrico é nula,  $E_z = 0$ , ou transversal magnético,  $TM_{mn}$ , se a componente axial do campo magnético é nula,  $H_z = 0$ . Quando as componentes axiais de ambos os campos forem diferentes de zero,  $E_z \neq 0$  e  $H_z \neq 0$ , estes modos são designados por modos híbridos [14, 15]. Devido ao baixo contraste de índices de refacção entre núcleo e bainha, uma parte considerável da onda pode propagar-se na bainha, designando-se esta aproximação por guiagem fraca (*weak guidance condition*) [16]. Gloge, introduziu o conceito de modos linearmente polarizados, que permitem simplificar a solução vectorial através de uma solução escalar, permitindo calcular o índice de refacção efectivo em função do raio da fibra [14, 16]. Nesta notação o modo fundamental,  $HE_{11}$ , é designado por  $LP_{01}$ . Enquanto, que o modo  $LP_{02}$  corresponde ao conjunto dos modos  $TE_{01}$ ,  $TH_{01}$  e  $HE_{21}$ .

Na figura 2.1 observa-se a distribuição do campo eléctrico para vários modos numa MFO com raio de  $5 \mu\text{m}$ , para uma onda propagante com comprimento de onda de  $1550 \text{ nm}$ . O índices de refacção do núcleo e da bainha considerado foi de respectivamente 1.445 e 1. A simetria dos modos propagantes é determinante quando se considera o acoplamento modal, já que a probabilidade do pulso óptico acoplamento é maior entre modos com a mesma simetria [17]. Ao longo de uma região de transição de uma MFO podem propagar-se vários modos na bainha, por conservação de simetria o acoplamento modal acontece preferencialmente entre o modo  $LP_{01}$  e os modos  $LP_{0n}$  [10]. Contudo, quando as MFOs alcançam raios inferiores a  $5 \mu\text{m}$ , o contraste de índices de refacção é demasiado elevado para se poder aplicar a aproximação de guiagem fraca. Neste regime os modos  $HE_{21}$ ,  $TE_{01}$  e  $TM_{01}$  tornam-se distintos, sendo necessário recorrer ao calculo vectorial das soluções exactas para cada um destes modos.

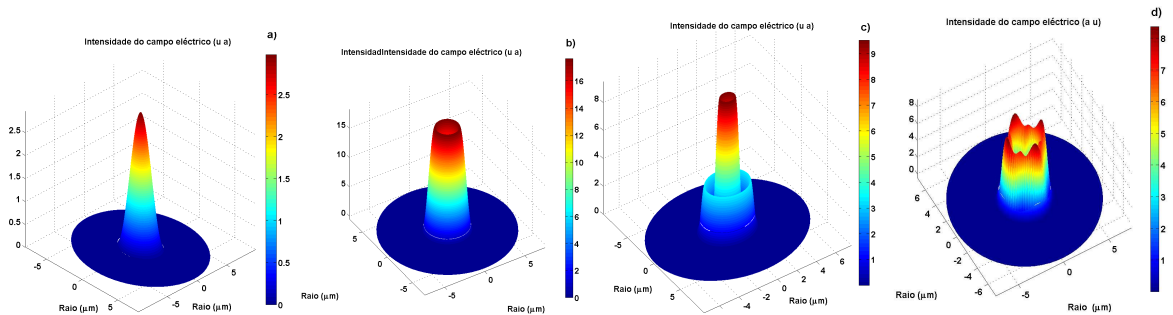


Figura 2.1: a) Distribuição do campo eléctrico para vários modos: a) modo fundamental,  $HE_{11}$ ; b) modo  $TE_{01}$ ; c) modo  $TE_{02}$ ; d) modo  $HE_{22}$ .

### 2.1.1 Modelo escalar

Para compreender como se propaga uma onda electromagnética através de um guia de ondas dieléctrico, é necessário resolver as equações de Maxwell. Para um meio isotrópico, linear, homogéneo e sem cargas ou correntes livres estas podem ser reescritas na seguinte forma:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.1a)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2.1b)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0, \quad (2.1c)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.1d)$$

onde  $\vec{E}$  representa o campo eléctrico,  $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$  o campo deslocamento eléctrico,  $\varepsilon$  a permi-tividade eléctrica do meio,  $\vec{B}$  o campo indução magnética,  $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu}$  o campo magnético e  $\mu$  a permeabilidade magnética do meio [14, 18]. A dependência temporal do campo harmónico considerado pode ser descrita através de  $e^{i\omega t}$ , onde  $\omega$  é a frequência angular  $\omega = 2\pi f$  e  $f$  é a frequência. As equações (2.1a) e (2.1b) para os campos  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  podem reescrever-se na seguinte forma [19]:

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega\mu\vec{H}, \quad (2.2a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = i\omega\varepsilon\vec{E}. \quad (2.2b)$$

Calculando o rotacional das equações (2.2a) e (2.2b) obtém-se as equações de Helmholtz para ambos os campos:

$$\nabla^2 \vec{E} + \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \vec{E}, \quad (2.3a)$$

$$\nabla^2 \vec{B} + \nabla(\nabla \cdot \vec{B}) = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \vec{B}, \quad (2.3b)$$

onde  $\varepsilon_0$  é a permi-tividade eléctrica do vazio,  $\mu_0$  a permeabilidade magnética do vazio e  $n$  o índice de refacção do guia de onda. Decompõe-se o campo propagante em duas componentes: a componente longitudinal, paralela à direcção de propagação; e a componente transversal, perpendicular à direcção de propagação:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{e}(x, y) e^{-i(\omega t - \beta z)}, \quad (2.4a)$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{h}(x, y) e^{-i(\omega t - \beta z)}, \quad (2.4b)$$

onde  $\beta$  é a constante de propagação, que caracteriza os modos de propagação ao longo de um guia de onda, podendo tomar valores reais ou complexos. Os modos de propagação com valores de  $\beta$  reais são designados por modos guiados. Nestes modos a onda propaga-se ao longo de um meio dieléctrico, sofrendo um decaimento exponencial da amplitude do campo ao longo do plano axial. Em contrapartida, os modos irradiantes têm constantes de propagação complexas [14, 18, 19].



### 2.1.2 Propagação numa estrutura com duas camadas

A propagação do pulso óptico numa estrutura constituída por um núcleo de raio  $a$  e índice de refração,  $n_{co}$ , envolta por uma bainha infinita de índice de refração,  $n_{cl}$ , pode ser descrita através da equação de Helmholtz. Admitindo que a permissividade eléctrica é constante ao longo de cada região, e utilizando a igualdade vectorial,  $\nabla \cdot (\varphi \vec{A}) = \varphi \nabla \cdot \vec{A} + \vec{A} \nabla \varphi$ , a equação (2.1c) pode ser reescrita na seguinte forma:

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) = \vec{E} \frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon}. \quad (2.5)$$

Pode então reescrever-se a equação de Helmholtz na seguinte forma:

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 n^2 \vec{E} = 0, \quad (2.6a)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + k^2 n^2 \vec{H} = 0, \quad (2.6b)$$

onde,

$$\nabla = \nabla_t - i\beta \vec{e}_z, \quad (2.7)$$

$\vec{e}_z$  é o versor na direcção propagante da onda,  $k$  o vector de onda e  $\nabla_t$  representa o operador gradiente segundo a componente transversal do campo propagante. Este tratamento é apenas valido para modos linearmente polarizados, já que na equação (2.7) admite-se que uma das componentes longitudinais do campo é nula. Neste sentido, as equações (2.6a) e (2.6b) tomam a forma:

$$\nabla_t \vec{e} + (k^2 n^2 - \beta^2) \vec{e} = 0, \quad (2.8a)$$

$$\nabla_t \vec{h} + (k^2 n^2 - \beta^2) \vec{h} = 0. \quad (2.8b)$$

A simetria cilíndrica do guia de onda permite utilizar um sistema de coordenadas polares, simplificando assim as equações (2.8). Recorrendo-se ao método de separação de variáveis, pode definir-se  $|\vec{e}(x, y)| = \psi(r)\varphi(\theta)$ , onde  $\psi(r)$  descreve a distribuição radial e  $\varphi(\theta)$  descreve a distribuição azimutal do campo propagante, o que permite reescrever a equação (2.8) na seguinte forma:

$$r^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} \psi(r) + r \frac{\partial}{\partial r} \psi(r) + r^2 (kn^2 + \beta^2 - l)\psi(r) = 0, \quad (2.9a)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \varphi(\theta) - l\varphi(\theta) = 0, \quad (2.9b)$$

onde  $l$  é um parâmetro de simetria azimutal ou parâmetro modal que surge naturalmente quando aplicado o método de separação de variáveis. As soluções para a componente radial são da forma de funções de Bessel, dentro do núcleo da fibra óptica as soluções desta componente são da forma de funções de Bessel de primeira espécie, isto é, J e Y. A solução Y diverge quando o raio tende para zero, isto implicaria uma densidade de energia infinita no ponto  $r=0$ , o que fisicamente não faz sentido. Na bainha a solução toma a forma de funções de Bessel de segunda espécie, isto é, K e I. Porém, a solução I diverge quando o raio tende para infinito, pelo que não tem significado. A componente azimutal tem soluções da forma

$\exp(il\theta) + \exp(-il\theta)$ , pelo que o campo propagante pode ser escrito na seguinte forma:

$$\begin{bmatrix} e(r, \theta) \\ h(r, \theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} J_l(q_1 r) \begin{bmatrix} \sin(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{bmatrix}, \quad r < a, \quad (2.10a)$$

$$\begin{bmatrix} e(r, \theta) \\ h(r, \theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A'_1 \\ A'_2 \end{bmatrix} K_l(q_2 r) \begin{bmatrix} \sin(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{bmatrix}, \quad r > a \quad (2.10b)$$

onde,

$$q_1 = k\sqrt{n_{co}^2 - n_{eff}^2}, \quad (2.11a)$$

$$q_2 = k\sqrt{n_{eff}^2 - n_{cl}^2}, \quad (2.11b)$$

em que  $n_{eff} = \beta/k$  representa o índice de refacção efectivo e  $A_1, A'_1, A_2$  e  $A'_2$  são constantes que determinam a intensidade do campo propagante. Impondo a continuidade da componente tangencial ( $\vec{E}_\theta$  e  $\vec{E}_r$ ) do campo em  $r=a$  encontra-se a equação característica deste sistema, ou equação de dispersão [14]:

$$\frac{J_m(q_1 a)}{q_1 a J_m(q_1 a)} = \frac{K_m(q_2 a)}{q_2 a K_m(q_2 a)}. \quad (2.12)$$

### 2.1.3 Propagação numa estrutura com três camadas

Uma fibra óptica é usualmente constituída por um núcleo de raio  $a$  com um índice de refacção  $n_{co}$  rodeado por uma bainha finita de raio  $b$  com um índice de refacção  $n_{cl}$ , em que  $n_{co} \approx n_{cl}$ . Neste caso pode considerar-se apenas dois meios, já que o campo no meio exterior é desprezável, reduzindo-se este problema ao caso tratado anteriormente.

Para raios da bainha inferiores a  $5 \mu\text{m}$  o contraste elevado de índices de refacção entre a bainha e o meio exterior, (usualmente ar) confinam a onda na bainha. Nestas condições é possível considerar a solução vectorial do campo propagante para dois meios, bainha e ar [20].

Ao longo da região de transição de uma MFO, a redução do raio da fibra leva a que a onda propagante na bainha se torne cada vez mais relevante. Pelo que é necessário considerar os três meios que constituem a MFO. Na seguinte descrição considera-se que a fibra está envolta por um meio infinito de índice de refacção  $n_{out}$ . Resolvendo as equações (2.9) para estes três meios obtém-se:

$$\begin{bmatrix} e(r, \theta) \\ h(r, \theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} J_l(q_1 r) \begin{bmatrix} \sin(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{bmatrix}, \quad (2.13)$$

quando o campo óptico se propaga no núcleo. Para a região da bainha existem duas soluções possíveis, dependendo estas do valor do índice de refacção efectivo. Quando o índice de refacção efectivo é maior que o índice de refacção da bainha, o campo na bainha toma a seguinte forma:

$$\begin{bmatrix} e(r, \theta) \\ h(r, \theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A'_1 \\ A'_2 \end{bmatrix} I_l(q_2 r) \begin{bmatrix} \sin(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A'_3 \\ A'_4 \end{bmatrix} K_l(q_2 r) \begin{bmatrix} \sin(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{bmatrix}. \quad (2.14)$$

Se o índice de refacção efectivo for menor que o índice de refacção da bainha, uma parte substancial do campo pode propaga-se na bainha, sendo este descrito por:

$$\begin{bmatrix} e(r, \theta) \\ h(r, \theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A'_1 \\ A'_2 \end{bmatrix} J_l(q_2 r) \begin{bmatrix} \sin(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A'_3 \\ A'_4 \end{bmatrix} Y_l(q_2 r) \begin{bmatrix} \sin(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{bmatrix}, \quad (2.15)$$

o campo fora da bainha tende assintoticamente para zero, sendo este descrito por:

$$\begin{bmatrix} e(r, \theta) \\ h(r, \theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1'' \\ A_2'' \end{bmatrix} K_l(q_3 r) \begin{bmatrix} \sin(l\theta) \\ \cos(l\theta) \end{bmatrix}, \quad (2.16)$$

onde,

$$q_1 = k \sqrt{|n_{co}^2 - n_{eff}^2|}, \quad (2.17a)$$

$$q_2 = k \sqrt{|n_{eff}^2 - n_{cl}^2|}, \quad (2.17b)$$

$$q_3 = k \sqrt{|n_{eff}^2 - n_{out}^2|}. \quad (2.17c)$$

Impondo a continuidade da componente tangencial nas interfaces (pontos  $r=a$  e  $r=b$ ) encontra-se a equação de dispersão, respectivamente para os casos em que o índice de refração efectivo é maior e menor que o índice de refração da bainha. As equações seguintes permitem determinar o valor da constante de propagação em MFOs [21]:

$$\begin{aligned} n_{co} > n_{eff} > n_{cl} : \\ & \left( \frac{q_1 a J_l'(q_1 a)}{J_l(q_1 a)} - \frac{q_2 a K_l'(q_2 a)}{K_l(q_2 a)} \right) \left( \frac{q_3 b K_l'(q_3 b)}{K_l(q_3 b)} - \frac{q_2 b I_l'(q_2 b)}{I_l(q_2 b)} \right) \\ & - \left[ \frac{I_l(q_2 a) K_l(q_2 b)}{I_l(q_2 b) K_l(q_2 a)} \right] \left( \frac{q_3 b K_l'(q_3 b)}{K_l(q_3 b)} - \frac{q_2 b K_l'(q_2 b)}{K_l(q_2 b)} \right) \left( \frac{q_1 a J_l'(q_1 a)}{J_l(q_1 a)} - \frac{q_2 a I_l'(q_2 a)}{I_l(q_2 a)} \right) = 0, \end{aligned} \quad (2.18a)$$

$$\begin{aligned} n_{out} < n_{eff} < n_{cl} : \\ & \left( \frac{q_1 a J_l'(q_1 a)}{J_l(q_1 a)} - \frac{q_2 a Y_l'(q_2 a)}{Y_l(q_2 a)} \right) \left( \frac{q_3 b K_l'(q_3 b)}{K_l(q_3 b)} - \frac{q_2 b Y_l'(q_2 b)}{Y_l(q_2 b)} \right) \\ & - \left[ \frac{J_l(q_2 a) Y_l(q_2 b)}{J_l(q_2 b) Y_l(q_2 a)} \right] \left( \frac{q_3 b K_l'(q_3 b)}{K_l(q_3 b)} - \frac{q_2 b Y_l'(q_2 b)}{Y_l(q_2 b)} \right) \left( \frac{q_1 a J_l'(q_1 a)}{J_l(q_1 a)} - \frac{q_2 a J_l'(q_2 a)}{J_l(q_2 a)} \right) = 0, \end{aligned} \quad (2.18b)$$

onde  $J_l'$ ,  $K_l'$ ,  $I_l'$  e  $Y_l'$  representam as derivadas das funções de Bessel de ordem  $l$ .

### Algoritmo numérico

Para resolver a equação de dispersão foi necessário implementar um algoritmo em *Matlab* capaz de determinar as soluções exactas desta equação. Este trabalho foi desenvolvido pelo Doutor Manfred Niehus.

O índice de refração efectivo dos modos guiados numa fibra óptica varia entre o valor do índice de refração do núcleo e da bainha. Da mesma forma, o índice de refração efectivo de uma MFO varia entre o índice de refração do núcleo e do meio exterior. Assim, no algoritmo divide-se o intervalo de índices de refração em  $n$  sub-intervalos. Recorre-se ao método de Newton para determinar em qual dos sub-intervalo de índices de refração se encontra o primeiro zero. Posteriormente utiliza-se a função *fzero* aplicada à equação de dispersão no sub-intervalo previamente calculado, determinando o valor exacto do zero da equação de dispersão. A função *fzero* foi desenvolvida por T. Dekker, esta usa uma combinação de vários métodos numéricos para determinar localmente o zero da função. A convergência é feita através de um dos seguintes métodos: o método da bissecção, da secante e da interpolação quadrática inversa. Caso a função não convirja para o zero da equação de dispersão, o passo

anterior é repetido, diminuindo-se o intervalo no qual se voltar a aplicar a função, e assim sucessivamente, até determinar o zero e consequentemente obter um valor para o índice de refacção efectivo.

Esta operação é repetida para os vários zeros da equação de dispersão de forma a encontrar o índice de refacção efectivo para os restantes modos guiados. Depois de encontrar o índice de refacção efectivo para os vários modos, varia-se o raio que se está a analisar até percorrer todos os valores de raio da região de transição e da região de cintura que constituem a MFO.

## 2.2 Propagação numa MFO

Numa fibra óptica convencional os raios do núcleo e da bainha permanecem constantes, porem na região de transição de uma MFO, o raio do núcleo e da bainha variam ao longo da direcção longitudinal. Esta variação das características geométricas da fibra permite a propagação da luz em novos modos de propagação guiados na bainha. À medida que o raio diminui, a distribuição azimutal de energia altera-se e a onda electromagnética passa a ser transmitida através da interface entre a bainha e o ar. Isto leva à variação do índice de refacção efectivo ao longo da direcção longitudinal.

No caso de uma MFO, a guiagem da luz tanto pode ser feita no núcleo como na bainha, dependendo do raio da MFO e da taxa de redução do raio da MFO. Porém, a guiagem da luz na bainha permite a condução de mais que um modo, o que reflecte o caracter multimodal destas estruturas ópticas. Para analisar a propagação do campo óptico nas MFOs é necessário determinar a constante de propagação do campo, pelo que se resolve numericamente a equação de dispersão para um guia de onda com três camadas. Na figura 2.2 a) compara-se a solução escalar para uma fibra óptica com três camadas, com uma fibra óptica utilizando a aproximação de Gloge [16], isto é, aproximando a fibra óptica a uma estrutura com duas camadas com contraste baixo de índices de refacção. Na figura 2.2 b) compara-se a solução para uma MFO com três camadas e à solução dada pelo modelo vectorial para uma estrutura de duas camadas com bainha infinita. No modelo vectorial considera-se uma bainha infinita com índice de refacção  $n_{cl} = 1$  e um núcleo com índice de refacção  $n_{co} = 1.445$  a violeta,

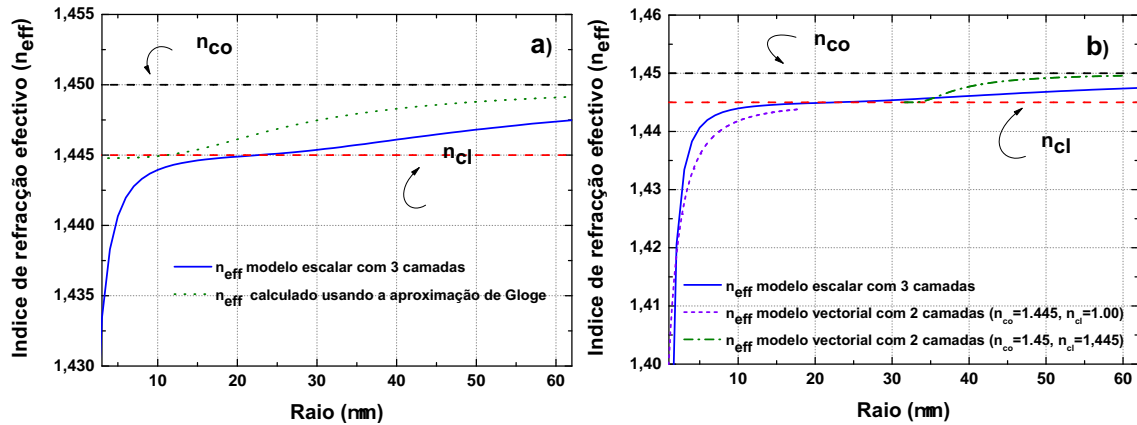


Figura 2.2: a) Comparação do  $n_{ef}$  para o modo fundamental considerando o modelo escalar de três camadas, com a aproximação de Gloge; b) comparação do modelo escalar de três camadas, com a solução vectorial para uma estrutura de duas camadas.

e a verde considera-se uma bainha e um núcleo com índices de refacção de respectivamente de 1.445 e 1.5 [22]. A aproximação de Gloge descreve bem a variação do índice de refacção efectivo para valores de raio elevados. Para raios menores a bainha assume maior importância na guiagem da luz, pelo que é necessário considerar as três regiões para obter o resultado exacto. Quando o raio da bainha toma valores pequenos, abaixo de  $16 \mu\text{m}$ , o modelo vectorial ajusta bem os pontos da solução exacta. Neste caso a onda propaga-se na bainha através da diferença de índices de refacção entre o ar e a bainha. Para raios inferiores a  $5 \mu\text{m}$ , o campo evanescente toma uma importância crescente, pelo que aproximação dos modos linearmente polarizados deixa de ser valida. Neste caso, deve-se considerar a solução exacta dada pelo modelo vectorial constituído por um núcleo com índice de refacção da bainha e uma bainha de ar infinita.

### 2.2.1 Índice de refacção efectivo

Ao longo da região de transição da MFO o índice de refacção efectivo de cada modo varia localmente em função do raio da fibra. Para determinar essa variação usa-se a aproximação de modos locais. Nesta aproximação divide-se a região de transição em pequenas secções, aproximando cada uma destas a uma fibra óptica com o perfil de índices de refacção bem definido, isto é, onde o raio do núcleo e da bainha são constantes ao longo desta secção. Em cada secção é permitida a propagação da luz em um ou mais modos, designando-se estes modos por modos locais. Na figura 2.3 a) exemplifica-se como se pode dividir uma região de transição de uma MFO de forma a aplicar a aproximação dos modos locais. Em cada secção o raio da fibra diminui, levando assim a uma alteração da constante de propagação e, conseqüentemente, dos modos guiados. Em cada secção apenas são considerados os modos permitidos em função do raio da MFO. Assim, resolve-se numericamente a equação característica para cada modo (equações (2.18)) em cada uma das secções, impondo as condições de fronteira. As MFOs permitem a propagação da luz em mais que um modo, isto implica a necessidade de calcular o índice de refacção efectivo para os restantes modos permitidos. Porém, estas estruturas ópticas podem suportar um número significativo de modos, neste trabalho apenas se calculou o índice de refacção efectivo em função do raio para os primeiros cinco modos linearmente polarizados.

Dado que nas MFOs podem propagar-se mais que um modo, é conveniente introduzir-se

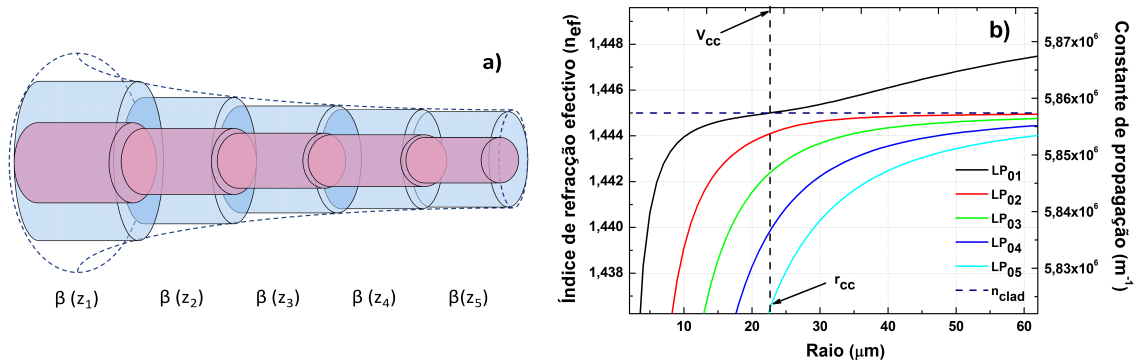


Figura 2.3: a) Representação esquemática do modelo dos modos locais; b) representação da variação do índice de refacção efectivo para os primeiros 5 modos linearmente polarizados.

a frequência normalizada ou também designada por parâmetro  $V$ . Este parâmetro permite inferir o carácter multi-modal de um guia de onda. Em MFOs os modos podem ser guiados no núcleo ou na bainha, pelo que é necessário distinguir os modos guiados no núcleo dos modos guiados na bainha, para isso define-se os vectores de onda transversais normalizados no núcleo ( $V_{co}$ ) e na bainha ( $V_{cl}$ ) como:

$$V_{co}(z) = \frac{2\pi r_{co}(z)}{\lambda} \sqrt{n_{co}^2 - n_{eff}^2} = V_{co}(0) \frac{r_{co}(z)}{r_{co}(0)}, \quad (2.19a)$$

$$V_{cl}(z) = \frac{2\pi r_{cl}(z)}{\lambda} \sqrt{n_{eff}^2 - n_{out}^2} = V_{cl}(0) \frac{r_{cl}(z)}{r_{cl}(0)}, \quad (2.19b)$$

onde  $V_{cl}(0)$  e  $V_{co}(0)$  representam a frequência de corte para a fibra óptica convencional,  $r_{cl}$  e  $r_{co}$  representam respectivamente o raio da bainha e do núcleo.

Com a diminuição do raio o índice de refração efectivo para os modos guiados diminui, como consequência da propagação do campo na bainha e até mesmo no exterior desta. À medida que o raio diminui a diferença entre os índices de refração efectivos para o modo fundamental e o modo  $LP_{02}$  encontra o seu mínimo em  $r=r_{cc}$ . Na figura 2.3 b) pode observar-se a variação da constante de propagação em função do raio da MFO. Nesta figura também se pode observar como varia a constante de propagação para os primeiros cinco modos guiados. O modelo escalar considerado, deixa de ser valido para raios inferiores a  $5 \mu m$ , uma vez que a aproximação dos modos linearmente polarizados deixa de ser valido. Para raios inferiores a este deve considerar-se um modelo vectorial [20].

À medida que o raio da MFO diminui, o índice de refração efectivo também diminui, como se pode observar na figura 2.3 b). Numa fibra óptica o campo encontra-se confinado no núcleo, ao longo da região de transição de uma MFO o campo passa a propaga-se na bainha. Contudo, se a redução do raio for o suficientemente elevada uma parte considerável pode propagar-se no exterior da MFO, através do campo evanescente. Pelo que o índice de refração efectivo varia, podendo tornar-se igual ou menor que o índice de refração da bainha. Quando o índice de refração efectivo é igual ao índice de refração da bainha, o modo fundamental passa a ser guiado através da diferença de índices de refração entre bainha e ar [10]. Para este valor do raio a frequência normalizada da bainha é designada por frequência de transição do núcleo para a bainha ou  $V_{cc}$ . Para uma MFO adiabática, quando  $V > V_{cc}$  o campo óptico propaga-se no núcleo, sendo este confinado através do contraste de índices de refração entre núcleo e bainha. Para  $V < V_{cc}$ , o campo óptico encontra-se confinado na bainha, sendo este guiado através do contraste de índices de refração entre bainha e ar. Pode-se então definir  $r_{cc}$ , que corresponde ao valor do raio onde ocorre a transição de modos guiados no núcleo para modos guiados na bainha [21].

## 2.2.2 Critério de adiabaticidade

Mesmo para MFOs produzidas a partir de fibra mono-modo (SMF - *Single Mode Fiber*) a variação do raio e do perfil de índices de refração ao longo da região de transição, altera as características ópticas da fibra, permitindo a propagação da luz em modos para além do modo fundamental. Se a taxa de redução do raio for demasiado elevada pode existir acoplamento de energia do modo fundamental para modos de ordem superior ou mesmo para modos irradiantes. O critério de adiabaticidade permite estimar a forma de uma região de transição de uma MFO, minimizando as perdas desta, tornando-a simultaneamente pequena de forma a estas poderem ser utilizadas em aplicações e dispositivos [10]. Uma região de

transição pode ser considerada adiabática se a maioria da energia que se propaga ao longo deste permanecer no modo fundamental e não acoplar para modos de ordem superior.

Numa região de transição adiabática assume-se que a variação do raio ao longo da direcção longitudinal é muito lenta, de forma que:

$$\delta r = \delta z \frac{dr}{dz}, \quad (2.20)$$

onde  $\delta r$  e  $\delta z$  representam respectivamente uma variação infinitesimal do raio e do comprimento ao longo do eixo longitudinal. Na região de transição o comprimento de acoplamento entre o modo fundamental e o seguinte modo de ordem superior pode ser definido como [10]:

$$z_b = \frac{2\pi}{\beta_1 - \beta_2}, \quad (2.21)$$

onde  $\beta_1$  e  $\beta_2$  representam as constantes de propagação locais do modo fundamental e do segundo modo guiado [14]. O comprimento de acoplamento é definido como o comprimento de interacção mínimo necessário para os dois campos ópticos propagantes em modos diferentes interagirem, levando à transferência de energia entre modos. Para um comprimento infinitesimalmente pequeno  $\delta z$ , pode substituir-se a equação (2.20) na equação (2.21), obtendo assim a expressão matemática do critério de adiabaticidade [10]:

$$\Omega \equiv \left| \frac{dr}{dz} \right| < \frac{r_{co}(\beta_1 - \beta_2)}{2\pi}. \quad (2.22)$$

A taxa de redução do raio deve de ser menor que a diferença entre as constantes de propagação do modo fundamental e do modo imediatamente superior, definindo desta forma o ângulo  $\Omega$  que caracteriza localmente a região de transição [10].

O acoplamento entre dois modos ocorre se a variação de comprimento local da região de transição da MFO for maior que o comprimento de acoplamento entre os dois modos. Neste sentido, para uma região de transição poder ser considerada adiabática é necessário impor que a variação do raio ao longo da região de transição seja menor que  $\Omega$ , evitando assim o acoplamento modal. Se o ângulo local da região de transição for maior que  $\Omega$ , existe transferência de energia do modo fundamental para modos de ordem superior.

O acoplamento modal ocorre preferencialmente entre os modos que tenham valores da constante de propagação mais próxima e com a mesma simetria. O modo fundamental e os modos de ordem superior podem por sua vez acoplar com modos irradiantes, levando à transferência de energia para o exterior da MFO. Explicando assim qualitativamente a perda de potência óptica ao longo das regiões de transição das MFOs, devido ao acoplamento modal [10, 23].

O critério de adiabaticidade permite compreender como evolui uma onda electromagnética ao longo de uma região de transição, a transferência de energia para modos superiores e a atenuação que esta sofre [10]. Na figura 2.4 a), representa-se a variação do ângulo adiabático local para a região de transição com o raio. Observa-se que o ângulo adiabático encontra o seu valor mínimo em  $r_{cc}$ . Representa-se também o limite assintótico para o ângulo adiabático em função do raio, quando este tende para zero e para o raio da bainha de uma fibra convencional. Na figura 2.4 b) representa-se o ângulo local do núcleo da uma MFO.

### Propagação no núcleo

Para valores de  $r(z) > r_{cc}$  o modo fundamental propaga-se no núcleo devido à diferença de índices de refração do núcleo e da bainha. Assume-se que a bainha é suficientemente espessa

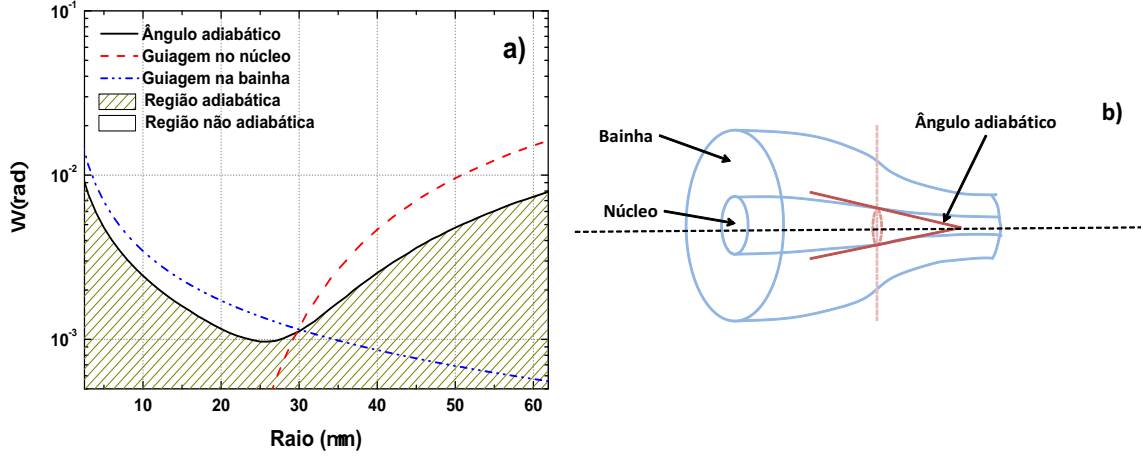


Figura 2.4: a) Variação do ângulo adiabático em função do raio da bainha da MFO, e do comportamento assintótico para o critério de adiabaticidade quando a guiagem da luz ocorre no núcleo ou na bainha; b) representação do ângulo local numa região de transição.

para desprezar a guiagem na interface entre bainha e ar. O modo  $LP_{02}$  torna-se um modo radiante, com índice de refração efectivo igual ao da bainha. Define-se o parâmetro modal  $W$  como:

$$W = \frac{2\pi r_{co}}{\lambda} \sqrt{n_{eff1}^2 - n_{cl}^2}, \quad (2.23)$$

onde  $n_{eff1}$  é o índice de refração do modo fundamental [10]. Este parâmetro permite estimar a transferência de energia do modo fundamental, guiado através da interface núcleo bainha, para o modo radiativo  $LP_{02}$ , transmitido através da interface bainha ar. Substituindo (2.23) em (2.22), obtemos o limite assintótico para este caso:

$$\Omega = \frac{\sqrt{2\Delta} W}{4\pi V_{co}}, \quad (2.24)$$

onde:  $\Delta = \frac{n_{co}^2 - n_{cl}^2}{2n_{co}^2}$ .

### Propagação na bainha

Quando  $r(z) < r_{cc}$ , o modo fundamental é essencialmente guiado pela diferença de índices de refração entre ar e bainha, podendo desprezar-se a condução através do núcleo. Neste caso pode aproximar-se a fibra por duas regiões: um núcleo, onde se assume que o índice de refração deste é aproximadamente o índice de refração da bainha da fibra que se usa para produzir a MFO, e uma bainha infinita com índice de refração igual ao do ar [10]. Neste caso pode definir-se:

$$V_{cl} = \frac{2\pi r_{cl}}{\lambda} \sqrt{n_{cl}^2 - 1}, \quad (2.25a)$$

$$U_{cl} = \frac{2\pi r_{cl}}{\lambda} \sqrt{n_{cl}^2 - n_{ef}^2}, \quad (2.25b)$$



onde  $V_{cl}$  representa a frequência normalizada para a bainha, e  $U_{cl}$  o parâmetro modal para uma estrutura com duas camadas. Como a diferença de índices de refração é relativamente elevada,  $U_{cl}$  pode ser substituído pela sua forma assintótica para valores de  $V_{cl}$  suficientemente elevados. Para o modo fundamental  $U_{cl-01} = 2.405$  e para o modo  $LP_{02}$  o limite assintótico de  $U_{cl-02}$  tende para 5.520. Pode-se então deduzir o limite assintótico para a guiagem na bainha substituindo:

$$\beta_{01} - \beta_{02} \approx \frac{U_{cl-01}^2 - U_{cl-02}^2}{2r_{cl}^2 k n_{cl}}, \quad (2.26)$$

na equação (2.22), obtendo a forma assintótica para a guiagem na bainha:

$$\Omega = 2.78 \frac{\sqrt{\Delta}}{S^2 V_{cl}}. \quad (2.27)$$

Para raios maiores que  $r_{cc}$  a onda é guiada na interface entre núcleo e bainha. Para raios menores que  $r_{cc}$  pode considerar-se que a MFO é constituída por um núcleo e uma bainha infinita de ar. As duas aproximações ajustam-se correctamente aos valores exactos nos limites assintóticos, mas em torno de  $r=r_{cc}$  ambas falham. Nesta região é necessário considerar a fibra como uma estrutura de três camadas. As equações (2.24) e (2.27) encontram-se representadas na figura 2.4 b).

### 2.2.3 Acoplamento modal e modos locais

Para analisar a propagação ao longo de uma região de transição, utiliza-se a aproximação dos modos locais. Pelo que o campo propagante ao longo da MFO pode ser expresso como a sobreposição dos modos localmente permitidos ao longo desta [10]:

$$\psi = \sum_{\nu} c_{\nu}(z) \psi_{\nu} e^{-i \int_0^z \beta_{\nu}(z') dz'}, \quad (2.28)$$

onde  $c_{\nu}$  é o coeficiente de expansão do modo  $\nu$ ,  $\psi_{\nu}$  representa o modo local  $\nu$  e  $\beta_{\nu}$  é a constante de propagação do modo considerado [10]. No interior da região de transição todos os modos podem acoplar, pelo que o coeficiente  $c_{\nu}$  tem que ser definido tendo em conta os outros modos, satisfazendo este a equação de onda acoplada:

$$\frac{dc_{\nu}}{dz} = \sum_{\mu} R_{\mu,\nu} c_{\mu} e^{i \int_0^z \beta_{\mu} - \beta_{\nu} dz'}, \quad (2.29)$$

onde o coeficiente de acoplamento  $R_{\mu\nu}$  é definido como [24]:

$$R_{\mu\nu} = \frac{\pi k}{P_0(\beta_{\mu} - \beta_{\nu})} \frac{dr}{dz} \frac{1}{n_1} \int_0^{\infty} \frac{\partial n^2}{\partial r} \psi_{\mu} \psi_{\nu} r dr, \quad (2.30)$$

em que:

$$P_0 = 2\pi \sqrt{\int_0^{\infty} \psi_{\mu}^2 r dr \int_0^{\infty} \psi_{\nu}^2 r dr}. \quad (2.31)$$

A equação (2.30) pode ser resolvida de forma a estimar-se a quantidade de energia transferida entre modos.

O critério de baixa transferência de energia permite estimar quantitativamente as perdas de energia do modo fundamental. Este, admite que a transferência de energia do modo fundamental para modos de ordem superior é pequena, e que esta apenas ocorre entre o modo fundamental e os modos com constante de propagação mais próxima deste. Pode resolver-se a equação (2.29) para apenas dois modos propagantes, admitindo a aproximação anterior, obtendo-se:

$$a_1(z) = \int_0^z a_1(0) e^{i \int_0^z \beta_1(z) dz}, \quad (2.32a)$$

$$a_2(z) = \int_0^z a_1(0) e^{i \int_0^z \beta_2(z) dz} \int_0^z R_{12}(z) e^{i \int_0^z \beta_1(z') - \beta_2(z') dz'} dz, \quad (2.32b)$$

onde  $a_1$  é a amplitude do modo fundamental no início da secção a analisar,  $R_{12}(z)$  é o coeficiente de acoplamento entre os dois modos e  $\beta_1(z') - \beta_2(z')$  representa a diferença de fase acumulada entre os modos ao longo da propagação entre 0 e  $z'$  [10]. O coeficiente de acoplamento entre o modo fundamental e o segundo modo excitado depois de atingido o ponto  $V_{cc}$  pode ser reescrito na forma [24]:

$$R_{12} = \frac{2\sqrt{k(n_{co} - n_{eff1})(n_{co} - n_{eff2})}}{\beta_1 - \beta_2} \frac{1}{r_{cl}} \frac{\partial}{\partial z} r_{cl}(z). \quad (2.33)$$

## 2.2.4 Área efectiva

Durante a região de transição da MFO, a distribuição do campo óptico altera-se, e consequentemente, a área efectiva ao longo desta varia. Usualmente, a área efectiva é definida como [15]:

$$A_{eff} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty [|E(r, \theta)|^2 r dr d\theta]^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E(r, \theta)|^4 r dr d\theta}. \quad (2.34)$$

Fisicamente, isto pode ser interpretado como a área que o campo ocupa se fosse distribuído uniformemente. Pode-se também definir a área efectiva em função do raio do modo, como:

$A_{eff} = \frac{\pi \omega_r^2}{4}$ , onde  $\omega_r$  representa o diâmetro do modo. O raio do modo é definido como o raio para o qual a intensidade do campo óptico diminui de um factor de  $1/e^2$  [25].

Quando o raio da fibra diminui a onda tende a ser mais confinada devido à redução deste, mas a fracção do campo difractada ou acoplado para o meio exterior, tende a ser maior, contrapondo este efeito. Pelo que a variação da área efectiva ao longo de uma região de transição resulta da soma destes dois efeitos. A redução inicial do raio da fibra óptica leva à consequente diminuição da área efectiva, neste caso o campo óptico é confinado no núcleo através da diferença de índices de refacção entre núcleo e bainha, alcançando o valor de máximo confinamento no núcleo para um raio de aproximadamente  $40 \mu\text{m}$ . Contudo, diminuindo mais o raio, a densidade de energia do campo propagante na bainha aumenta até atingir o máximo para em  $r_{cc}$ . Isto pode ser explicado através do acoplamento (ou difracção [25]) da luz que se propaga no modo fundamental do núcleo para modos guiados na bainha. O campo propagante encontra o mínimo de confinamento na bainha para um raio de  $17 \mu\text{m}$ , que coincide aproximadamente com o raio para o qual o índice de refacção efectivo toma o valor do índice de refacção da bainha. Para raios inferiores a este valor, o raio reduzido da bainha e o elevado contraste entre índices de refacção entre a bainha e o ar provoca o confinamento do campo óptico na bainha. Diminuindo o raio da bainha diminui-se consequentemente a área

efectiva. Contudo, para o raio da bainha de  $\lambda/3$ , o confinamento da luz no interior da MFO atinge o seu valor máximo, tornando-se a intensidade do campo evanescente no exterior da MFO cada vez mais importante. Nesta caso o modelo escalar de três camadas deixa de ser valido e é necessário considerar o modelo vectorial com duas camadas [25].

Contudo, a variação da área efectiva pode ser analisada em termos da frequência normalizada, o guia de onda torna-se mono-modo para valores do parâmetro  $V$  inferiores a 2.405 [19]. A frequência de corte num guia de onda depende das dimensões do núcleo e do contraste de índices de refração, quando o raio da MFO diminui o número de modos permitidos também diminui, tornando-se mono-modo quando:

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda} \sqrt{n_{cl}^2 - n_{out}^2} \leq 2.405, \quad (2.35a)$$

$$\frac{a}{\lambda} = \frac{2,405}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{n_{cl}^2 - n_{out}^2}} \leq \frac{1}{3}, \quad (2.35b)$$

onde  $a$  é o raio da MFO, considera-se neste caso que o meio circundante é o ar. A frequência de corte para os modos guiados na bainha é atingida quando este valor é inferior a 2.405. Contudo, o confinamento máximo do campo na bainha ou no núcleo é alcançado para  $V=2$  [25]. Se o parâmetro  $V$  continuar a diminuir, a quantidade do campo que é difractado para a bainha aumenta. Para valores de  $V$  inferiores a 1, o campo óptico passa a propagar-se através da bainha [26].

Devido ao forte confinamento do pulso óptico nas fibras ópticas, a intensidade óptica no interior da fibra pode tornar-se muito elevada. Esta pode provocar o movimento não harmónico dos electrões ligados da sílica e, consequentemente, dar origem à polarização induzida não linear do material, originando as não linearidades em fibras ópticas. Estas podem ser divididas em dois tipos: espalhamento estimulado e variação do índice de refração com a intensidade do campo eléctrico. Os efeitos não lineares do primeiro tipo são o espalhamento estimulado de Raman (SRS - *Stimulated Raman Scattering*), que consiste na interacção entre fótons e fonões ópticos, e o espalhamento estimulado de Brillouin (SBS - *Stimulated Brillouin Scattering*), que consiste na interacção entre fótons e fonões acústicos. A variação do índice de refração com a intensidade do campo eléctrico (ou efeito de Kerr), este provoca uma alteração de fase dependente da intensidade do campo óptico, originando auto-modulação de fase (SPM - *Self-Phase Modulation*), modulação cruzada de fase (XPM - *Cross-Phase Modulation*) e FWM [15]. Todos os efeitos não lineares em fibra óptica são governados pelo coeficiente não linear,  $\gamma$ , definido como [15]:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}(\omega, r)}, \quad (2.36)$$

onde  $n_2$  é o índice de refração não linear e  $\omega$  a frequência da luz propagante. Em MFOs o confinamento da luz no interior destas estruturas pode ser aproximadamente uma ordem de grandeza superior ao verificado em fibras ópticas, pelo que o coeficiente não linear pode chegar a ser duas ordens de grandeza superior ao medido em fibras ópticas convencionais [3]. Foram também reportados na literatura a produção de MFOs a partir de outros materiais, como vidros calcogénitos e silicatos de bismuto, com coeficientes não lineares de respectivamente  $80000 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  e  $6000 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  [3]. Na figura 2.5 observa-se a variação do raio do modo e do coeficiente não linear com o raio da bainha, para uma MFO produzida a partir de uma fibra óptica convencional (SMF-28) para o comprimento de onda de  $1.55 \mu\text{m}$ . O parâmetro não linear e a área efectiva apresentam comportamentos inversos, quando a área efectiva diminui,

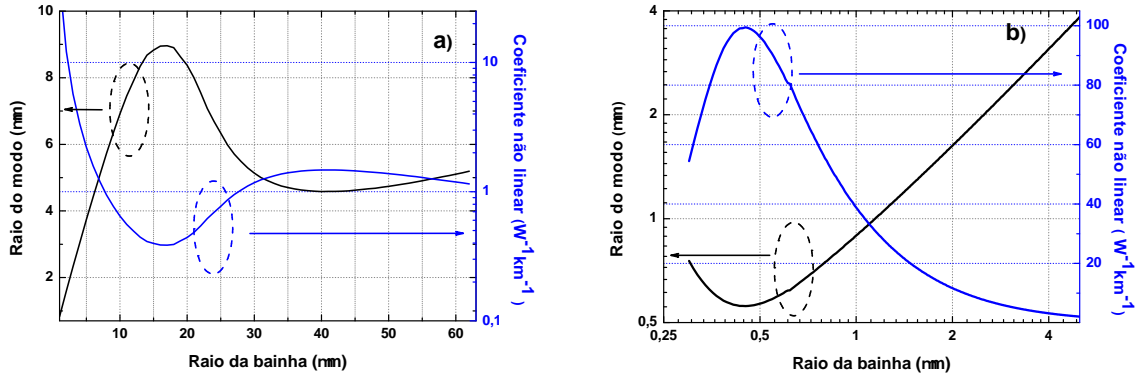


Figura 2.5: Variação do raio do modo e do coeficiente não linear para o modo fundamental em função do raio da bainha de uma MFO, para  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ . a) Resultados obtidos através do modelo escalar de três camadas; b) resultados obtidos através do modelo vectorial de 2 camadas.

$\gamma$  aumenta. Na figura 2.5 a) são representados o raio do modo fundamental e o coeficiente não-linear obtidos através do modelo escalar de três camadas, em função do raio da bainha entre  $62.5$  e  $3 \mu\text{m}$ . Na figura 2.5 b) representa-se a variação do raio do modo e o coeficiente não-linear em função do raio da bainha para raios inferiores a  $4 \mu\text{m}$  obtidos através do modelo vectorial de duas camadas.

## 2.3 Dispersão

Quando um pulso óptico constituído por várias componentes espectrais se propaga numa fibra óptica, este é alargado no domínio temporal como consequência da dispersão. Em fibras ópticas a dispersão é constituída por três componentes: dispersão modal, dispersão cromática e dispersão dos modos de polarização [14]. Numa fibra óptica multi-modo propagam-se vários modos, cada um com diferente velocidade de grupo, o que resulta num consequente alargamento temporal dos pulsos ópticos, designando-se vulgarmente este efeito por dispersão intermodal. Nas fibras ópticas mono-modo apenas se propaga um modo, pelo que a dispersão intermodal é eliminada, permanecendo contudo a dispersão cromática. Esta resulta do comportamento dispersivo da sílica. Como os pulsos ópticos não são puramente monocromáticos, cada componente espectral do pulso propaga-se com uma velocidade de grupo diferente, o que resulta num alargamento no domínio temporal. O atraso temporal  $\tau_g$  é definido como [15]:

$$\frac{\tau_g}{L} = \frac{1}{v_g} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{\partial \beta}{\partial \lambda}, \quad (2.37)$$

onde  $L$  representa a distância percorrida pelo pulso e  $v_g$  representa a velocidade de grupo. A dispersão cromática define-se como o atraso de grupo existente entre duas componentes espectrais separadas por um nanómetro após um quilómetro de propagação na fibra óptica, sendo expressa em  $\text{ps nm}^{-1} \text{km}^{-1}$ . Esta é usualmente quantificada pela taxa de variação do atraso de grupo com o comprimento de onda por unidade de comprimento, como [15]:

$$D_{ch} = \frac{1}{L} \frac{\partial \tau_g}{\partial \lambda}. \quad (2.38)$$

Numa fibra óptica o modo fundamental é degenerado. Devido à quebra de simetria do núcleo da fibra a degenerescência é levantada, pelo que o campo óptico pode propagar-se na fibra com duas polarizações distintas. Os dois modos de polarização podem ter valores diferentes para o índice de refração, designando-se este processo por birrefringência. A magnitude e orientação da birrefringência em fibras ópticas pode variar aleatoriamente com o comprimento, levando assim à chamada dispersão dos modos de polarização (PMD - *Polarisation Mode Dispersion*) [27]. Como cada modo de polarização tem um índice de refração próprio, isto leva a que a velocidade de grupo seja diferente em cada um destes modos, acarretando isto um atraso temporal na propagação entre os dois modos. Este atraso é definido como atraso de grupo diferencial (DGD - *Differential Group Delay*), nesse sentido o atraso de grupo diferencial caracteriza o efeito da PMD quer no domínio temporal, como na frequência. Contudo, apesar de a PMD seguir um comportamento estocástico, os valores desta são usualmente muito inferiores aos da dispersão intermodal e cromática. Pode então considerar-se que a dispersão numa fibra óptica monomodo resulta em primeira aproximação da contribuição da dispersão do material e da dispersão do guia de onda.

A dispersão do material deve-se às propriedades dispersivas da sílica, enquanto que a dispersão de guia de onda resulta de um confinamento incompleto da potência óptica no núcleo da fibra, propagando-se uma fracção residual na bainha com uma velocidade superior, já que o índice de refração da bainha é inferior ao do núcleo. É possível definir uma velocidade de grupo tendo em consideração apenas os efeitos dispersivos do material. Para isso recorre-se à equação de Sellmeier que permite estimar o índice de refração do núcleo em função do comprimento de onda [15]:

$$n^2 = 1 - \sum_{k=1}^m \frac{A_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2}, \quad (2.39)$$

onde  $\lambda_k$  designa o comprimento de onda associado à ressonância de ordem  $k$ , sendo  $A_k$  uma constante que determina a intensidade da interacção. O somatório estende-se sobre todas as componentes de ressonância do material. Para a sílica, a expansão tem três termos relevantes, que correspondem às ressonâncias no infravermelho (vibração da rede) e no ultravioleta (transições electrónicas) [28]. Contudo, as energias das transições electrónicas apresentam valores próximos entre si, pelo que é possível reduzir o somatório da equação (2.39) a dois termos [28]. Esta fórmula empírica permite calcular com um erro inferior a 0,5 % o índice de refração da sílica dopada [29].

### 2.3.1 Dispersão em MFOs

Nas MFOs pode-se considerar que a dispersão total é dada pela soma das duas contribuições a dispersão intrínseca do material e a dispersão do guia de onda [3]. Nestas estruturas ópticas a dispersão do guia de onda é dominante. Como a dispersão do guia de onda apresenta uma forte dependência no raio das MFOs, o raio destas pode ser escolhido de forma a controlar o valor da dispersão num comprimento de onda predefinido. A redução do raio das MFOs torna possível a existência de mais que um zero de dispersão, tornando estes dispositivos muito interessantes para aplicações em óptica não linear.

Resolvendo numericamente a equação (2.38) é possível calcular localmente a dispersão para uma MFO em função do raio. Na figura 2.6 a) observa-se a variação do índice de refração efectivo em função do comprimento de onda para vários raios. Na figura 2.6 b) observa-se como varia a dispersão tendo em conta a dispersão do meio material para vários MFO com

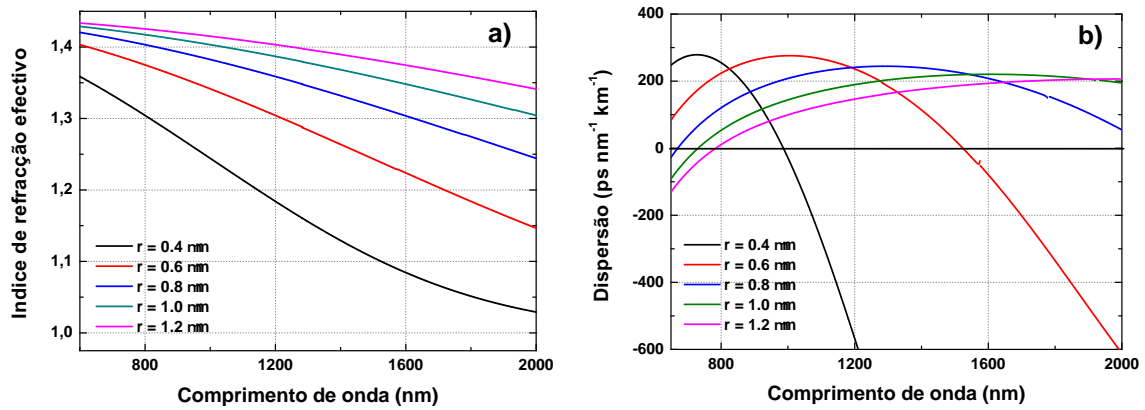


Figura 2.6: a) Variação do índice de refração efectivo; b) variação da dispersão em função do comprimento de onda para cinco valores de raios de MFOs ( $r_w=0.4, 0.6, 0.8, 1$  e  $1.2 \mu\text{m}$ ).

diferentes raios. Quando se reduz o raio, observa-se que a dispersão do guia de onda torna-se mais importante, relegando para segundo plano a dispersão do material. Para uma MFO com raio de aproximadamente  $1.6 \mu\text{m}$ , observa-se que podem existir dois comprimentos de onda com dispersão nula entre 500 e 2000 nm. Na figura 2.7 a) mostra-se como varia a posição espectral do valor do zero de dispersão e como surge um novo zero de dispersão em função do raio. A sombreado azul aparece a região na qual a dispersão é negativa, a branco encontra-se representada a região na qual a dispersão é positiva e a encarnado encontra-se representados os zero de dispersão. Na figura 2.7 b) encontra-se representada a posição espectral do zero da derivada da dispersão em função do raio da MFO, e as regiões onde a derivada da dispersão toma valores positivos e negativos. A derivada da dispersão é também designada por dispersão diferencial. Pelo que, alterando o raio da MFO e o índice de refração do meio envolvente, consegue-se manipular a dispersão e a dispersão diferencial, isto permite aplicações interessantes para estas estruturas.

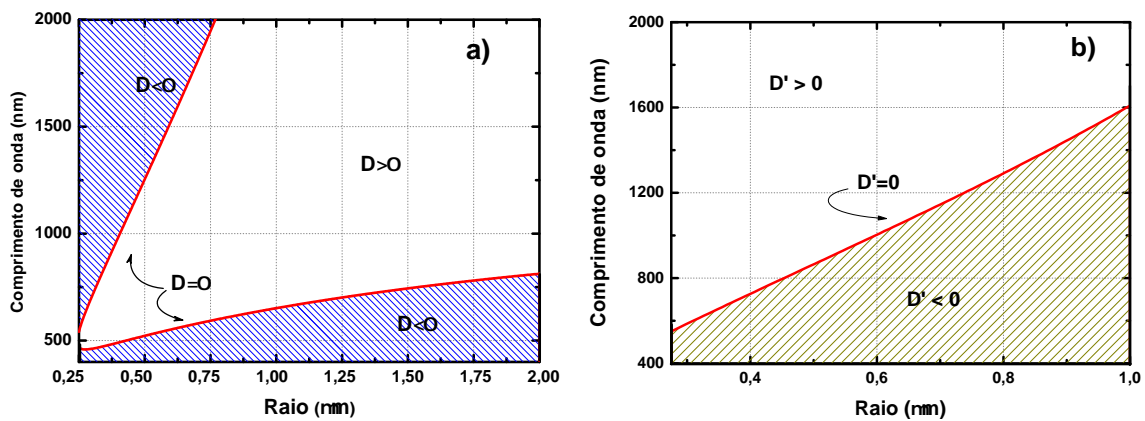


Figura 2.7: a) Variação dos zeros de dispersão para uma MFO em função do raio; b) variação dos zeros da derivada da dispersão para uma MFO em função do raio.

Neste capítulo discutiu-se a propagação de uma onda electromagnética numa fibra óptica, como esta poderia ser utilizada para compreender a propagação de uma onda numa MFO e como podem surgir novos modos de propagação nesta região. Introduziu-se o critério de adiabaticidade, que será utilizado no capítulo 3 de forma a minimizar as perdas ópticas provenientes do acoplamento modal que leva à perda de energia através da existência de modos irradiantes. No capítulo 4, é utilizada o modelo dos modos locais para compreender a transmitância e o espectro de transmissão, assim como o processo não linear de FWM em MFO.

## Capítulo 3

# Sistema experimental

Na década de 80 iniciou-se a produção de MFOs por alongação de uma fibra óptica previamente aquecida [3]. Posteriormente, durante a década de 90 estes dispositivos continuaram a ser estudados e as técnicas de produção aperfeiçoadas, assim como as suas aplicações. Foram desenvolvidos modelos teóricos que permitiram estimar a forma da região de transição em função do alongamento sofrido pela fibra óptica [30]. Nesta década foram desenvolvidas varias técnicas que permitem a produção de MFOs tais como: deposição por vapor (CVD - *Chemical Vapor Deposition*) [31], ablação laser [32], litografia por feixe de electrões [33], métodos de sol-gel [34], e várias técnicas de alongação da fibra óptica [3, 6, 35–37]. Porém, algumas destas técnicas apenas permitem a produção da região de cintura e não de uma região de transição que facilite a injeção do pulso óptico na MFO.

Para minimizar a atenuação das MFOs é crucial garantir a baixa rugosidade da superfície e homogeneidade do perfil destas. Mesmo para MFOs produzidas a partir de fibra SMF é essencial controlar a taxa de redução do raio garantindo assim baixas atenuações, pois ao longo da região de transição o pulso óptico pode propagar-se em vários modos. Se a taxa de redução de raio for demasiado abrupta, o modo fundamental pode acoplar para modos de ordem superior e estes para modos irradiantes na superfície da MFO. Induzido assim perdas ópticas elevadas. A produção de MFOs, exige não só o conhecimento profundo de todos os componentes do sistema experimental assim como da técnica utilizada.

### 3.1 Sistemas experimentais implementados

Nesta secção, descrevem-se as sucessivas versões do sistema experimental desenvolvido para a produção de MFOs. Durante este trabalho foi utilizado mais do que um sistema para a produção de MFOs, para além de terem sido alterados e introduzidos novos elementos no sistema experimental. Foram desenvolvidos três sistemas experimentais para a produção de MFOs, de forma a superar as dificuldades que surgiram e melhorar os resultados obtidos. A técnica utilizada para a produção MFOs consiste na alongação da fibra óptica previamente aquecida. Uma fonte de calor provoca a passagem da sílica solida para um estado viscoso. Existem várias variantes deste método, diferindo na fonte de calor utilizada, podendo esta ser: um laser, uma chama ou um forno de material cerâmico.

A seguir descreve-se cada uma das montagens experimentais desenvolvidas, e de que forma estas foram alteradas para superar as dificuldades encontradas. A evolução sucessiva da montagem experimental permitiu desenvolver um sistema capaz de controlar o perfil da região



de transição, o comprimento e o diâmetro da região de cintura. Na figura 3.1 a) mostra-se uma fotografia do sistema experimental desenvolvida no Instituto de Telecomunicações, na figura 3.1 b) representa-se esquematicamente o sistema desenvolvido.

### 3.1.1 Alongação de uma fibra óptica previamente aquecida

Na primeira montagem experimental implementada a fibra óptica é aquecida enquanto sofre uma alongação induzida por dois posicionadores. Neste sistema experimental utiliza-se a chama de um maçarico como fonte de calor, que permite aquecer a fibra óptica até à temperatura de transição vítrea. A fibra óptica é posteriormente alongada, reduzindo-se o diâmetro. Este movimento de alongação é provocado por dois posicionadores UTS-150-PP, ambos montados sobre uma placa de alumínio, assente numa mesa óptica, garantindo assim que se encontram coplanares. Esta placa tem uma reentrância a meio, permitindo que um terceiro posicionador, UTS-50-PP, aproxime a chama da fibra óptica segundo a direcção horizontal. Sobre este terceiro posicionador encontra-se montado um posicionador manual M-DS40-Z, que permite controlar a distancia vertical da chama relativamente à fibra óptica. O maçarico é fixo ao posicionador manual através de uma peça produzida especificamente para este fim, sendo extremamente importante garantir que este não se desloca no suporte, já que isto implicaria uma calibração do sistema sempre que utilizado. A fibra óptica é presa aos posicionadores através de garras magnéticas, sendo também necessário garantir que as garras se encontram alinhadas, caso contrario quando a sílica se tornar viscosa as tensões resultantes do alinhamento deficiente podem causar a sua ruptura. As garras magnéticas são alinhadas através de um laser ( $\lambda=533$  nm), que garante um alinhamento óptimo.

Depois de fixar a fibra óptica aos posicionadores através das garras magnéticas, é necessário retirar a cobertura polimérica da fibra através de um descarnador mecânico. Posteriormente, a fibra óptica é limpa com etanol, a limpeza da fibra óptica é essencial para garantir que as características ópticas destas estruturas não são alteradas por impurezas que se encontram na superfície desta. Durante o processo de produção da MFO o raio reduz-se, e consequentemente a onda evanescente na superfície destas estruturas pode torna-se rele-

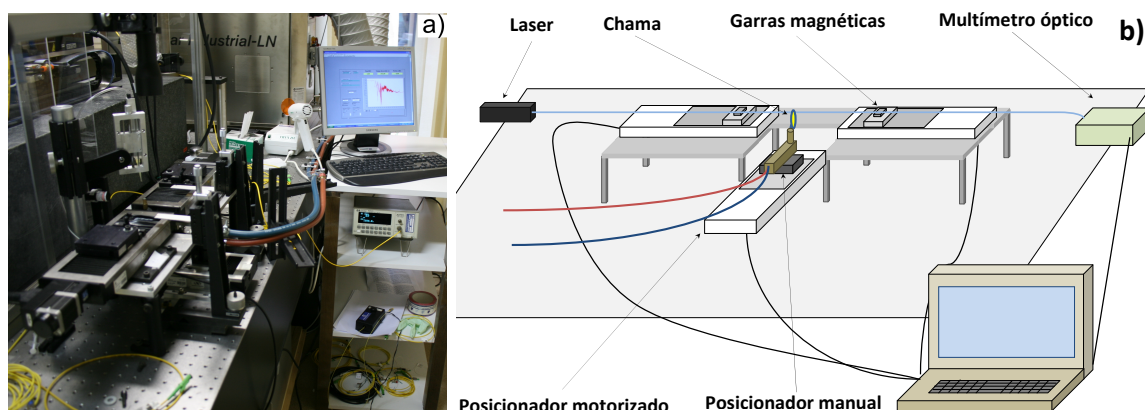


Figura 3.1: a) Fotografia do sistema experimental desenvolvido no laboratório de componentes ópticas do Instituto de Telecomunicações; b) representação esquematicamente da montagem experimental desenvolvida para a produção de MFOs.

vante. Se existirem resíduos na superfície da fibra antes de se iniciar o processo de produção da MFO, estes podem interagir com o campo evanescente, alterando assim a transmitância. Se as impurezas tiverem raios da ordem dos micrómetros podem alterar a homogeneidade da superfície, induzindo rugosidade, aumentando consequentemente as perdas ópticas. Estes problemas podem ser minimizados alterando a mistura de acetileno e oxigénio, isto é, aumentando a temperatura da chama. Se existir quantidade suficiente de oxigénio na mistura, a temperatura da chama torna-se suficientemente elevada, podendo incinerar-se os resíduos que existem na superfície da fibra. Contudo, a dinâmica da chama e a fragilidade da estrutura em construção é de tal forma complexa que torna este processo inviável. É também necessário assegurar que a fibra óptica se encontra sob tensão, de forma a que o movimento dos posicionadores apenas distenda a fibra. Depois aproxima-se a chama da fibra óptica, tendo em atenção a estabilidade da chama e a posição da fibra no perfil da chama. De imediato, os posicionadores nos quais estão montadas as garras que prendem a fibra óptica começam o seu movimento uniforme, ambos com a mesma velocidade mas em sentidos opostos provocando a distensão da fibra, como se esquematiza na figura 3.2.

Para controlar os posicionadores motorizados do sistema experimental foi desenvolvida uma aplicação em *Labview*. Esta permite controlar a velocidade e a posição inicial dos três posicionadores. Permite, também coordenar o movimento dos três posicionadores, o que seria impossível através do controlador externo ou do software que acompanha os posicionadores. Durante a distensão da fibra é ainda monitorizada a transmitância da MFO, através de um laser e um fotodíodo. Os dados recolhidos são enviados para um computador onde a transmitância é visualizada em tempo real e os dados guardadas.

Ao longo do processo surgem oscilações na intensidade transmitida, devido ao acoplamento de energia do modo fundamental para os modos guiados na bainha. A diferença de fase adquirida pelos modos ao longo da região de cintura, induz oscilações de potência no espectro transmitido. A diminuição da amplitude e posterior ausência dos batimentos podem ser relacionados com a frequência de corte dos modos propagantes. Pelo que o número de modos propagantes na MFO pode servir para retirar informação sobre o raio desta, quando a MFO volta a ser mono-modo a intensidade da luz transmitida é constante. As oscilações cessam para  $r_{cl} \approx \lambda/3$ , neste ponto pára-se o processo, obtendo-se assim um critério que permite estimar o raio da MFO em tempo real, isto é, durante o processo de produção. O movimento dos posicionadores que alongam a fibra pára, o posicionador ao qual o maçarico está ligado afasta-se, e os dados relativos à transmissão são guardados. Para  $\lambda=1550$  nm o critério mencionado anteriormente seria atingido para raios iguais ou inferiores a  $0.5 \mu\text{m}$ , contudo estes raios nunca foram alcançados nesta montagem.

Nesta montagem experimental é necessário controlar com grande precisão a velocidade

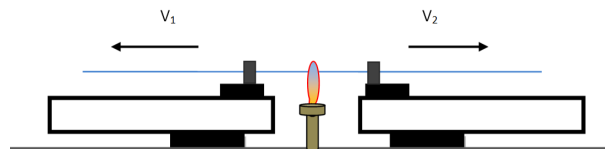


Figura 3.2: Representação esquemática do movimento dos posicionadores, ambos os posicionadores deslocam-se em sentidos opostos, alongando a fibra óptica e induzindo consequentemente a redução do raio da fibra óptica.

dos posicionadores que distendem a fibra, a posição da chama e o perfil desta. As tensões superficiais do sistema mantêm a estrutura coesa durante o processo de produção da MFO. Se a temperatura da fibra for demasiado elevada, a sílica fica demasiado viscosa e parte com facilidade. Em contrapartida, se a chama for demasiado fria a sílica não alcança uma temperatura suficientemente alta para se dar a transição vítrea. Qualquer alteração destes factores muda o gradiente de temperaturas, o fluxo de gás ascendente e consequentemente a força resultante deste sistema sobre a fibra. Se a força resultante devido ao fluxo ascendente de gás e ao peso das extremidades da fibra for maior que as tensões superficiais na região viscosa da fibra, esta pode partir. Quando o raio da MFO se reduz, esta torna-se mais sensível ao fluxo de gases ascendentes, partindo com mais facilidade. O que impediu a produção de MFOs com raios inferiores a aproximadamente  $15\ \mu\text{m}$ . A velocidade de distensão também não pode ser demasiado elevada, já que a região de transição deve ser adiabática, se a velocidade de elongação for demasiado elevada a taxa de redução do raio torna-se demasiado grande, levando ao acoplamento de energia para modos de ordem superior ou mesmo irradiantes, induzindo assim elevadas perdas ópticas. Esta montagem experimental não permitia controlar o comprimento da cintura nem o ângulo das regiões de transição, obtendo uma região de transição com um perfil exponencial, que é o perfil esperado para velocidades de elongação constantes [30].

### 3.1.2 Processo do forno cerâmico

Para obter MFOs de menor diâmetro com maior facilidade e repetibilidade, foi alterado o sistema experimental anterior. Neste sistema foi acrescentado um cilindro perfurado de um material cerâmico alumina ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), que consiste num óxido de alumínio. Foram introduzidas algumas alterações no programa anterior que permitem controlar o tempo de espera entre o movimento de aproximação da chama e de distensão da fibra. Esta aplicação também permite alterar a velocidade e a aceleração de distensão de cada um dos posicionadores ao longo do processo de produção da MFO. O revestimento polimérico da fibra óptica é retirado e a fibra introduzida no cilindro perfurado. Depois de aproximar a chama ao cilindro cerâmico este é aquecido pela chama do maçarico. Quando o cilindro de alumina está incandescente a temperatura dentro deste é o suficientemente alta para se dar a passagem da sílica de um estado sólido a um estado viscoso, como se pode observar na figura 3.3. O maçarico aquece o material cerâmico durante 30 segundos, accionando posteriormente o movimento dos posicionadores que distendem a fibra, tal como se mostra na figura 3.4. O critério de

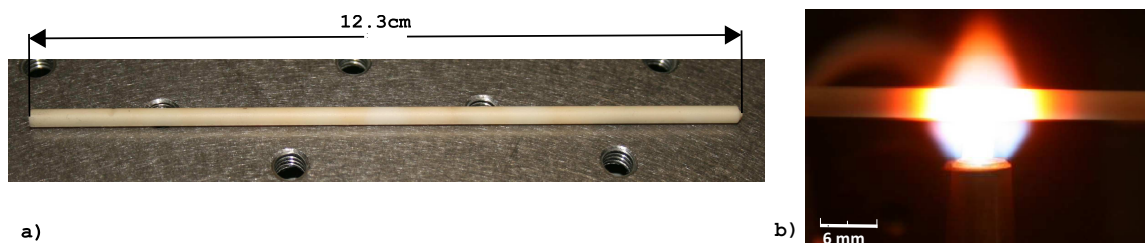


Figura 3.3: a) Fotografia do cilindro de alumina utilizado no sistema experimental para produzir o forno cerâmico; b) fotografia do cilindro cerâmico aquecido.

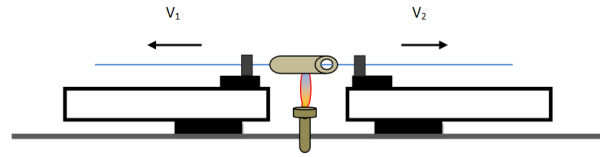


Figura 3.4: Representação esquemática do movimento dos posicionadores, ambos os posicionadores deslocam-se em sentidos opostos enquanto a fibra óptica é aquecida dentro de um cilindro cerâmico.

paragem continuou a ser o mesmo que foi utilizado na montagem anterior. Esta alteração permite eliminar as correntes associadas ao fluxo de gases quentes provenientes da chama. Também permite distribuir uniformemente a temperatura ao longo do cilindro cerâmico, irradiando esta energia para a sílica, elevando a temperatura desta.

O interior do cilindro deve de estar limpo de impurezas e alinhado com as garras que prendem a fibra a ambos os posicionadores. Durante o processo de produção da MFO esta não deve tocar nas paredes laterais do cilindro cerâmico, se a sílica viscosa tocar no material cerâmico, esta pode ser contaminada com impurezas ou eventualmente partir. Para evitar isto desenvolveu-se um sistema com dois posicionadores manuais, posicionadores esses que permitiam controlar a altura e o afastamento relativamente ao eixo longitudinal da fibra, garantindo assim um bom alinhamento entre a fibra e o cilindro. As alterações introduzidas permitiram aumentar a repetibilidade do processo e a obtenção de MFOs com raios da ordem de  $0.5 \mu\text{m}$ , bastante inferiores aos apresentados na montagem anteriormente descrita.

Porém, era difícil retirar a MFO do interior do cilindro cerâmico, já que as dimensões da MFO tornavam-na muito sensível às tensões mecânicas necessárias para as extrair do interior do cilindro. Apesar das melhorias introduzidas neste sistema experimental ainda não era possível controlar o perfil da região de transição, nem o comprimento da região de cintura.

### 3.1.3 Processo da chama oscilante

Nesta evolução da montagem experimental utilizou-se a técnica de chama oscilante (*flame brushing*), que consiste no movimento de oscilação da chama ao longo do eixo longitudinal da fibra, enquanto esta é distendida. Para aumentar a estabilidade da chama durante o processo de produção da MFO, o movimento de oscilação desta foi transferido para a fibra óptica. Os posicionadores motorizados para além de puxarem a fibra óptica têm um movimento de translação no mesmo sentido, como se observa na figura 3.5. Este movimento de oscilação permite distribuir a temperatura uniformemente ao longo da MFO, evitando que a temperatura e as tensões superficiais se acumulem na região aquecida pela chama. Ao transferir o movimento de oscilação da chama para a fibra consegue-se tornar a chama mais estável ao longo do processo, aumentando a repetibilidade do mesmo.

Este processo exige uma sincronização elevada por parte dos posicionadores que distendem a fibra, apenas possível atendendo às características dos três posicionadores UTS e do seu controlador XPS. Para retirar o maior rendimento destes posicionadores e garantir a repetibilidade do processo foi introduzida uma funcionalidade do XPS que permite definir uma trajectória para cada um dos posicionadores. Estas trajectórias são fornecidas ao controlador através de uma aplicação em *Labview*. A aplicação desenvolvida permite também controlar as posições iniciais dos posicionadores. No entanto, é necessário agrupar os três posicionadores,

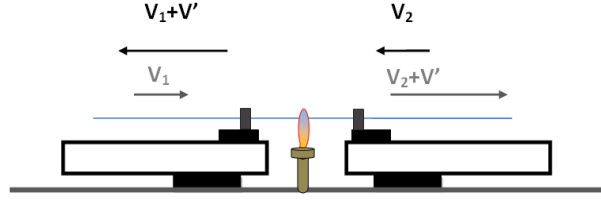


Figura 3.5: Representação esquemática do movimento dos posicionadores, ambos os posicionadores se deslocam no mesmo sentidos mas com velocidades diferentes levando isto à elongação da fibra óptica.

quando se define o grupo é necessário atribuir-lhe um líder, sendo este o primeiro posicionador a deslocar-se. É também possível escolher entre o movimento conjunto dos posicionadores ou o movimento consecutivo. Para garantir a sincronização dos posicionadores escolhe-se a opção de movimento conjunto. A trajetória é definida por três parâmetros, intervalo de tempo, deslocamento e velocidade. Organizam-se estes valores para cada posicionador indicando o intervalo de tempo que o posicionador demora a percorrer uma determinada distância e a velocidade média deste no intervalo de tempo. Na tabela 3.1 mostram-se algumas linhas de uma trajetória e a ordem em que devem de ser introduzidos os parâmetros cinemáticos de cada posicionador. Na primeira linha apenas se deve mover o posicionador que lidera o grupo. O sinal no parâmetro velocidade define o sentido do movimento dos posicionadores. A última linha da trajetória deve de ser preenchida por um 1 na entrada reservada ao intervalo de tempo seguido por um 0 em todas as outras entradas, de forma a indicar ao XPS que a trajetória finalizou. A trajetória é enviada e posteriormente guardada na memória do controlador e o movimento dos posicionadores é sincronizado movendo-se todos os posicionadores conjuntamente. Isto permite otimizar a sincronização dos movimentos. O controlador dos posicionadores XPS faz um ajuste polinomial de terceira ordem aos pontos fornecidos, garantindo a continuidade da velocidade e da aceleração ao longo da trajetória. Esta aplicação aumenta a repetibilidade do processo já que garante que para a mesma trajetória a elongação sofrida pela MFO é exactamente a mesma. As trajetórias são calculadas por um algoritmo desenvolvido em *Matlab*, que calcula a distensão necessária para obter um determinado perfil através do princípio da conservação de massa. Este algoritmo tem em consideração os vários ciclos da técnica da chama oscilante, em que cada ciclo vai provocar a transição para uma região de raio menor. O algoritmo calcula a elongação necessária e a amplitude de oscilação em cada ciclo de forma a controlar o ângulo da região de transição da MFO. O algoritmo

Tabela 3.1: Representação de uma trajetória possível, onde  $\Delta T$  representam o intervalo de tempo utilizado (em segundos),  $\Delta x_i$  e  $\langle V_i \rangle$  representa respectivamente o deslocamento (em milímetros) e a velocidade média do posicionador (em milímetros por segundo)  $i$  neste intervalo de tempo.

$\Delta T$	$\Delta x_1$	$\langle V_1 \rangle$	$\Delta x_2$	$\langle V_2 \rangle$	$\Delta x_3$	$\langle V_3 \rangle$
0.200000	-0.041361	-0.748231	0	0	0	0
10.180386	0.000000	0.000000	-22.605621	-2.220507	18.115924	1.779493
...	...	...	...	...	...	...
1	0	0	0	0	0	0

permite calcular a trajetória necessária para produzir MFOs com uma ou várias regiões de transição lineares e permite também alterar o comprimento e o raio da região de cintura. Na figura 3.6 estão representadas as características cinemáticas necessárias para construir a MFO. Na figura 3.6 a) representa-se o perfil alvo da MFO a construir, onde  $\theta_i$  representa a taxa de redução do raio entre o raio inicial e o raio  $r_{\theta_i}$ ,  $r_w$  e  $L_w$  representam respectivamente o comprimento e o raio da região de cintura da MFO. Na figura 3.6 b) representa-se a redução normalizada do raio e taxa de redução de raio em função de cada ciclo. Na figura 3.6 c) representa-se o movimento oscilatório de cada um dos posicionadores e a consequente elongação que a fibra óptica sofre.

As modificações implementadas nesta montagem permitem controlar o raio das MFOs, controlar os ângulos de uma ou mais regiões de transição lineares e escolher o comprimento da região de cintura. Este sistema revelou grande repetibilidade permitindo manipular e remover as MFOs facilmente.

### Algoritmo para o cálculo das trajetórias

A aplicação desenvolvida em *Matlab* permite calcular a trajetória para a produção de uma MFO com características predeterminadas. Estas características são o comprimento e o raio da região de cintura e o ângulo ou ângulos que compõem a região de transição. Esta aplicação foi desenvolvida pelo Doutor Manfred Niehus. Para um cilindro aquecido de raio  $r_w$ , pode escrever-se a seguinte equação, que traduz a variação do raio com a elongação [30]:

$$\pi(r_w + \delta r_w)^2(L + \delta x) = \pi r_w^2 L, \quad (3.1)$$

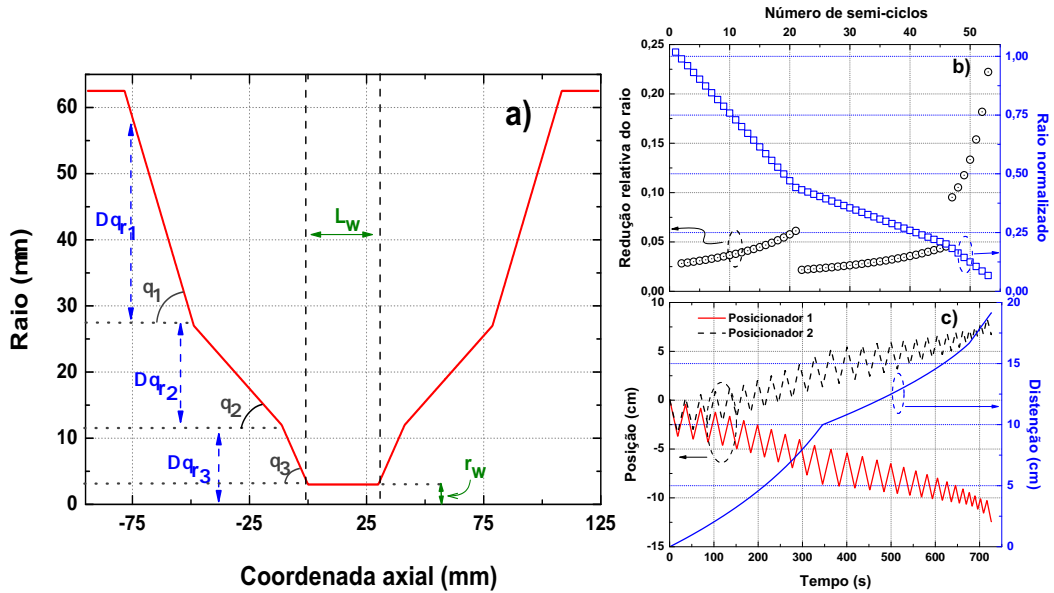


Figura 3.6: Argumentos necessários para a produção de uma MFO: a) perfil alvo da MFO a construir; b) representa-se a redução normalizada do raio e a taxa de redução de raio em função de cada ciclo; c) movimento oscilatório de cada um dos posicionadores e a elongação que a fibra óptica sofre.

onde  $L$  é a largura da região aquecida,  $dr_w$  é a variação do raio e  $dx$  é a variação do comprimento da região de cintura. Esta equação pode ser reescrita na forma diferencial [30]:

$$\frac{dr_w}{dx} = -\frac{r_w}{2L}, \quad (3.2)$$

onde  $x$  representa a elongação sofrida pela fibra. Considerando a região aquecida constante ao longo do tempo, pode estimar-se o raio da MFO em função da elongação sofrida pela fibra através da seguinte expressão [30]:

$$r_w(z) = r_w(0) \exp\left(-\frac{z}{L}\right), \quad (3.3)$$

onde  $r_w(0)$  é o raio inicial da fibra e  $z$  é a distensão sofrida pela fibra. Pode assim calcular-se a distensão necessária em cada ciclo do processo para obter um dado ângulo da região de transição. Como já foi referido anteriormente, na técnica da chama oscilante são definidos vários ciclos de translação ao longo dos quais a fibra é alongada. Variando a amplitude destes ciclos pode alterar-se o comprimento da região aquecida e consequentemente o ângulo da região de transição.

Para calcular uma trajectória é necessário definir um perfil alvo. Isto implica definir o ângulo ou ângulos da região de transição, assim como o comprimento e o raio da região de cintura. Partindo então do perfil alvo é possível estimar a amplitude e a velocidade de oscilação da chama e calcular o movimento de cada um dos posicionadores. Tendo em consideração que a velocidade de oscilação deve de ser aproximadamente quatro vezes superior à velocidade de elongação, é possível fazer uma mudança de coordenadas transferindo o movimento de oscilação para os posicionadores que esticam a fibra, retirando assim o movimento da chama.

## 3.2 Componentes da montagem experimental

### 3.2.1 Posicionadores automatizados

Nesta montagem experimental utilizam-se dois posicionadores UTS-150-PP comercializados pela Newport que permitem distender a fibra óptica. Usa-se ainda um posicionador UTS-50-PP, que permite aproximar de forma precisa e suave a fonte de calor da fibra óptica. Este posicionador tem as mesmas características que os já referidos UTS-150-PP, mas com um deslocamento máximo de 50 mm. Na tabela 3.2 mostram-se as características dos posicionadores UTS utilizados neste trabalho experimental.

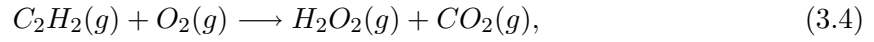
Tabela 3.2: Características dos posicionadores UTS utilizados ao longo deste trabalho experimental.

Especificações	
Deslocamento máximo	150 mm
Incremento	0.3 $\mu\text{m}$
Velocidade máxima	20 mm/s
Capacidade de carga	200 N
Resolução	1 $\mu\text{m}$
Repetitibilidade	1 $\mu\text{m}$



### 3.2.2 Chama do maçarico

A fonte de calor utilizada foi um maçarico de ourives *S00*, alimentado por uma mistura de oxigénio e acetileno. A reacção que descreve a combustão é a seguinte:



a temperatura da chama obtida pode atingir 3050 °C. Porém, a transição da sílica para um estado viscoso não tem uma temperatura discreta, mas sim um intervalo de temperaturas onde essa transição ocorre [38]. Esta temperatura é também conhecida por temperatura de transição vítrea [38] (no caso da sílica aproximadamente 1500 °C [39]). Controlando o caudal dos dois gases consegue-se alterar o rendimento da reacção e consequentemente a temperatura da chama. A chama ideal para este processo deve ser muito suave e estável, já que o processo de produção das MFOs pode ser longo. Na figura 3.7 a) mostra-se o perfil ideal de chama utilizado, enquanto que na figura 3.7 c) mostra-se a posição relativa da fibra no perfil da chama. Na figura 3.7 b) mostra-se a fotografia térmica da chama e da MFO em produção, a escala na parte inferior da figura mostra a temperatura estimada. Porém, a camara térmica apenas permite estimar temperaturas até 350 °C. Servindo apenas para observar qualitativamente a distribuição de temperatura da chama. Quando a MFO atinge raios reduzidos (alguns micrómetros) o fluxo de gases resultante da combustão do acetileno pode partir a MFO, pelo que é necessário reduzir o fluxo de acetileno e oxigénio tendo em atenção a estabilidade da chama. Reduzindo-se em demasia o fluxo de gases, a chama pode tornar-se instável.

A distribuição de temperatura na fibra óptica é determinante para a forma final da MFO produzida. Embora em rigor a distribuição de temperatura na fibra óptica seja aproximadamente uma distribuição gaussiana [40], esta pode ser vista em primeira aproximação por uma região linear de comprimento constante. Neste trabalho considera-se que a região aquecida é aproximadamente linear e que a estabilidade da chama permite considerá-la constante ao longo do processo de produção da MFO. A chama ideal não pode ser demasiado quente, se não a fibra pode partir durante este processo. Esta também deve de ser estreita, já que a largura da fibra óptica aquecida deve de ser de apenas alguns milímetros (idealmente 1 a 2 mm), isto permite controlar com precisão a taxa de redução da bainha. A largura da chama é determinante para obter uma correspondência fidedigna entre o perfil alvo e a MFO produzida. Se a largura da chama utilizada for maior do que a considerada no algoritmo

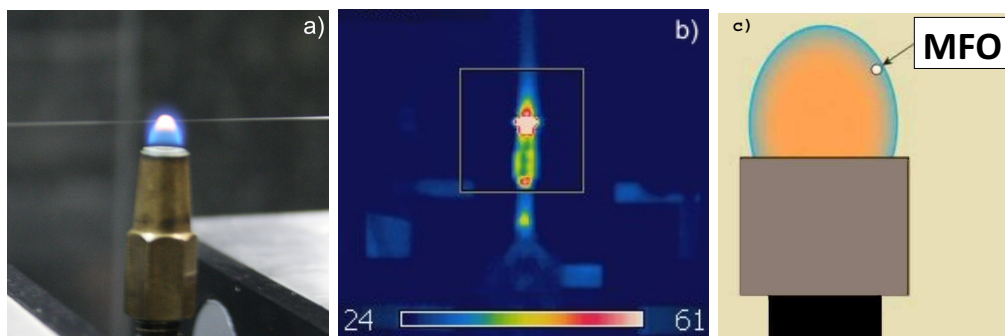


Figura 3.7: a) Fotografia da considerada chama ideal para a produção de MFO; b) fotografia térmica da chama e da MFO em produção; c) representação esquemática da posição relativa da fibra na chama.



desenvolvido, o volume de material removido da região aquecida é menor do que o esperado, e consequentemente, o raio final será maior do que o pretendido inicialmente. Se a chama for mais estreita que o estimado, o resultado será inverso ao caso explicado anteriormente. Se a largura da chama variar durante o processo de produção, o perfil, o raio e o comprimento da região de cintura da MFO serão afectados. Por todos os factores apresentados atrás, o perfil de temperatura da chama é essencial nos sistemas experimentais desenvolvidos, pelo que é necessário garantir a estabilidade e repetibilidade deste.

Para tentar ultrapassar estes problemas foram montados na linha de ambos os gases dois caudalímetros, estes permitiam medir e controlar o caudal dos gases utilizados na reacção química que origina a chama. O ajuste do fluxo através destes necessita de um tempo de espera que pode ser relativamente elevado, (da ordem dos minutos) para se reflectir no perfil da chama. As alterações na temperatura, humidade da sala e pressão atmosférica impunham nova calibração do sistema. Os caudais dos gases eram também muito baixos (aproximadamente 0.025 litros/min.), relativamente à menor divisão do caudalímetro 0.05 litros/min. Como os caudalímetros não dispunham de resolução necessária que permitisse controlar o fluxo de gases foram retirados. O fluxo dos gases passou então a ser controlado através das válvulas internas do maçarico. Estas válvulas apesar de menos precisas revelam-se de mais fácil utilização quando se pretende encontrar o perfil ideal de chama, já que o processo de difusão e mistura dos gases é mais rápido do que no caso dos caudalímetros que estavam montados na linha de gases.

Quando se aproxima a chama da fibra óptica e se afasta da MFO é necessário ter em atenção a estabilidade desta durante o processo, já que o movimento de translação pode alterar o perfil da chama ou danificar a MFO. Este movimento deve ser feito com velocidades baixas (aproximadamente 2 mm/s). A chama deve ser retirada imediatamente após a produção da MFO, já que a temperatura elevada e o fluxo de gases podem induzir irregularidades na superfície da MFO aumentando as perdas ópticas ou parti-la.

### 3.2.3 Monitorização da transmissão

A monitorização da transmitância permite retirar informações sobre o carácter multi-modal e a adiabaticidade da MFO em produção [10, 23]. Para observar a evolução desta ao longo do processo desenvolveu-se um sistema que permite medir a intensidade da luz transmitida pela MFO, este circuito consiste num fotodíodo ligado a um amplificador operacional numa configuração de amplificador de transimpedância. A diferença de potencial é adquirida por um conversor analógico-digital NI USB-6008 da *National Instruments*, e este por sua vez envia os dados para um computador onde a transmitância é monitorizada. A sensibilidade do fotodíodo utilizado era de aproximadamente 70 %, para comprimentos de onda usualmente utilizados em comunicações ópticas. Depois de se medir a resposta do fotodíodo para uma gama de potências escolheu-se a região para a qual a resposta do fotodíodo é aproximadamente linear, trabalhando apenas nesta região.

A aplicação desenvolvida em *Labview* utiliza uma recta de calibração de forma converter a diferença de potencial medida na potência óptica incidente no fotodíodo. O erro de leitura associado a este dispositivo é de 5 mV (correspondendo a um erro relativo de aproximadamente 0.1 %) e a taxa de aquisição de dados utilizada foi de 100 Hz.

Posteriormente foi utilizado um multímetro óptico HP-8153-A que permite medir a potência transmitida com um erro menor. O erro na medida da potência óptica deste multímetro óptico é de 0.1 nW, e pode ser utilizado para comprimentos de onda entre 800 nm e 1700 nm.

Contudo, a taxa máxima de aquisição de dados é de 50 Hz. Os dados adquiridos por este são enviados directamente do multímetro óptico para o computador através de uma aplicação em *Labview* que permite visualizar e guardar os dados em tempo real.

### 3.3 Suporte e transporte

Para estudar e caracterizar as MFOs é necessário por vezes transportá-las do local de produção para outros laboratórios, pelo que foi necessário desenvolver um suporte capaz de transportar estas estruturas em segurança. Inicialmente, algumas amostras foram colocadas em lâminas de vidro, para serem observadas no microscópio óptico permitindo assim observar a rugosidade e homogeneidade da superfície das MFOs produzidas. O raio destas amostras foi medido, servindo estas para testar a precisão do sistema experimental. Porém, a manipulação das MFOs nestes suportes era difícil, implicando muitas vezes a destruição da amostra.

Foi posteriormente desenvolvido um suporte em metal (Latão), construído a partir de uma barra de metal na qual é “escavada” uma cavidade paralela ao eixo longitudinal da barra, este encontra-se representado na figura 3.3 a). Para introduzir as MFOs no suporte foram montados dois posicionadores manuais, cada um destes posicionadores encontra-se montado verticalmente ao lado dos posicionadores motorizados. Ambas as extremidades do suporte têm uma elevação onde é depositada uma gota de cola. O suporte é então colocado sobre a MFO e é alinhada a cavidade deste com a estrutura produzida. Os posicionadores manuais permitem elevar o suporte de forma a introduzir a MFO no interior deste, este sistema encontra-se esquematizado na figura 3.3 b). A aproximação do suporte à MFO deve de ser suave e precisa para que esta não seja danificada. A MFO deve ser esticada antes de a cola secar, evitando assim que a MFO oscile e que possa tocar no suporte. Posteriormente, uma cobertura construída em acrílico é colocada na superfície do suporte, fechando-o assim. Estes suportes permitem proteger e transportar em segurança as amostras produzidas.

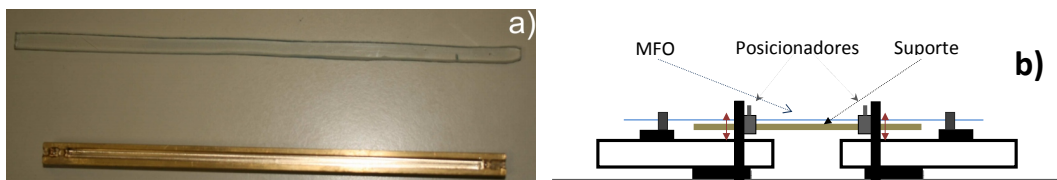


Figura 3.8: a) Fotografia do suporte desenvolvido para a protecção e transporte das MFO; b) representação do sistema experimental desenvolvido para introduzir a MFO dentro do suporte desenvolvido.

Ao longo deste capítulo descreveu-se a montagem experimental desenvolvida para a construção de MFOs. Assim como cada uma das componentes que a constituíram os vários sistemas experimentais. Descrevem-se as dificuldades que surgiram ao longo deste trabalho e de que forma foram ultrapassadas até obter uma montagem experimental que permite controlar o perfil linear da região de transição, o diâmetro e o comprimento da região de cintura. As MFOs produzidas são caracterizadas no capítulo 4.

## Capítulo 4

# Caracterização de MFOs

Ao longo deste capítulo caracterizam-se as propriedades ópticas das MFOs produzidas. Inicialmente, determinou-se o raio das MFOs ao longo da região de transição e de cintura. Analisou-se a transmitância das MFOs durante o processo de produção e a sua alteração em função do ângulo da região de transição. Relacionou-se o ângulo da região de transição com o acoplamento do sinal de propagação óptico para modos guiados na bainha e para modos radiantes, explicando assim a atenuação destas estruturas. Observaram-se os efeitos do acoplamento de energia do modo fundamental para os modos transmitidos na bainha que surgem nas estruturas produzidas e como estes se reflectem no espectro de transmissão. Caracterizou-se a dispersão destas estruturas, determinou-se a dispersão para o comprimento de onda de 1550 nm e mediu-se a eficiência do processo de FWM nestas estruturas em função da separação entre bomba e sinal. Posteriormente, ajusta-se a curva teórica que descreve o processo de FWM aos pontos experimentais de forma a calcular o coeficiente não linear para as MFOs produzidas.

### 4.1 Medição do raio das MFOs

#### Microscopia óptica

O diâmetro das MFOs foi medido ao longo da coordenada longitudinal através de um microscópio óptico. Para isso utilizou-se um microscópio *Bresser/Biolux AL* com uma objectiva *Celestrom* – 444200. As imagens obtidas das MFOs são comparadas com as imagens de uma fibra óptica convencional, permitindo estimar o diâmetro das MFOs produzidas. Para aumentar a precisão da estimativa recorre-se a um programa de tratamento de imagem “*ImageJ*”, que permite determinar o número de píxeis que representam o diâmetro da fibra óptica e da MFO no CCD, permitindo assim estimar a dimensão da MFO. Na figura 4.1 a) observa-se a variação do raio da MFO ao longo da coordenada longitudinal. Os resultados obtidos nesta medição encontram-se próximos dos resultados esperados, confirmando assim a precisão da sistema experimental e do algoritmo desenvolvido para a produção das trajectórias. Na figura 4.1 b), representa-se o raio da região de cintura da MFO produzida em função do raio definido no perfil alvo. Isto permite inferir que o sistema experimental desenvolvido permite produzir MFOs de diversos raios com precisão. Contudo, esta técnica tem a limitação inerente ao limite de difracção que não permite medir estruturas com resolução inferiores a 1  $\mu\text{m}$ . A utilização desta técnica implica também a destruição da amostra, já que é necessário depositar a MFO numa lamela.

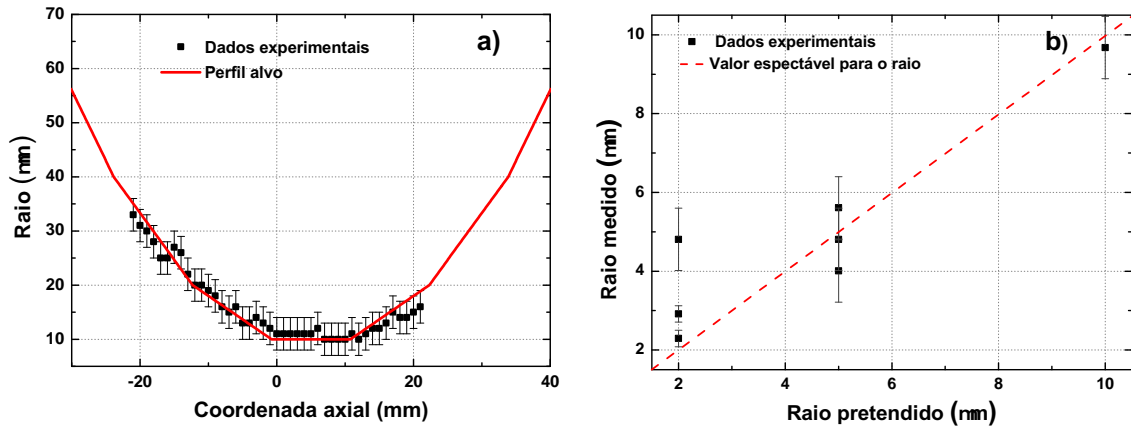


Figura 4.1: a) Comparação entre o perfil alvo e o perfil produzido; b) raio da região de cintura da MFO produzida, em função do raio alvo a encarnado representa-se o valor espectável para o raio medido.

#### Medição do raio da uma MFO por oclusão de um feixe laser gaussiano

Introduziu-se uma segunda técnica de medida do raio das MFOs que permitisse estimar o seu raio quando este era inferiores a  $1\ \mu\text{m}$ , e que não necessitasse da manipulação directa da MFO produzida. Para isso, utiliza-se um feixe laser gaussiano que incide perpendicularmente na MFO. O padrão criado por esta permite inferir o seu raio. A MFO produz um efeito combinado de lente e difracção do feixe laser, criando um padrão característico que depende do diâmetro e do índice de refacção da estrutura cilíndrica que o origina. Na figura 4.2 a) representa-se o sistema experimental implementado, este método utiliza a posição dos máximos e mínimos do padrão resultante para estimar o raio da MFO. Para valores de raio reduzidos, tipicamente inferiores a  $10\ \mu\text{m}$ , a MFO pode ser aproximada por um meio cilíndrico, constituída apenas pelo índice de refacção da bainha. A validade desta aproximação aumenta para raios menores. O padrão criado pode ser reproduzido através do modelo teó-

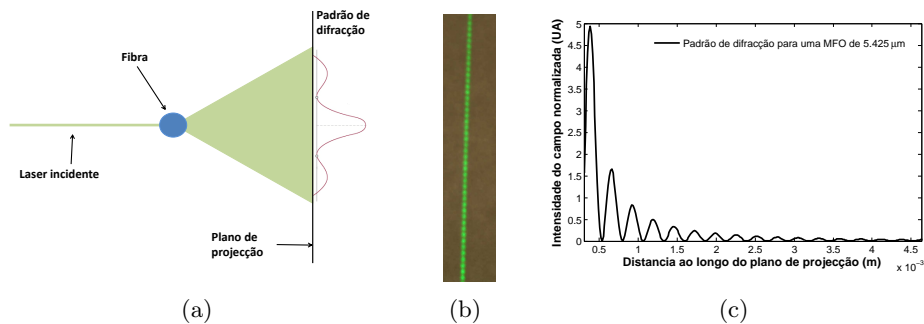


Figura 4.2: a) Representação esquemática da montagem experimental utilizada para a medição do diâmetro através da oclusão de um feixe laser; b) fotografia do padrão produzido pelo feixe laser; c) imagem do padrão teórico obtido.

rico exacto que permite calcular a distribuição do campo criado por um feixe quando incide sobre um cilindro de um material dieléctrico. Este modelo é bem conhecido, e a distribuição angular do campo resultante é dada por [41, 42]:

$$u(r, \theta) = u_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp\{-im(\theta - \frac{\pi}{2})\} [J_m(n_{out}k_0r - H_m^{(1)}n_{out}k_0r)\gamma_m] A_m, \quad (4.1a)$$

onde:

$$A_m = \frac{\omega_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \exp\left\{-\frac{\omega_0^2 \xi^2}{4}\right\} \cos\left(m \arcsin\left(\frac{\xi}{k_0 n_{out}}\right)\right) d\xi. \quad (4.2a)$$

Quando  $\vec{E}$  é paralelo à fibra, por:

$$\gamma_m = \frac{n_{co}J_m(n_{out}k_0a) \left[ \frac{J'_m(n_{co}k_0a)}{J_m(n_{co}k_0a)} \right] - n_{out}J'_m(n_{out}k_0a)}{n_{co}H_m^{(1)}(n_{out}k_0a) \left[ \frac{J'_m(n_{co}k_0a)}{J_m(n_{co}k_0a)} \right] - n_{out}H_m^{(1)}(n_{out}k_0a)}, \quad (4.3)$$

ou por:

$$\gamma_m = \frac{n_{out}J_m(n_{out}k_0a) \left[ \frac{J'_m(n_{co}k_0a)}{J_m(n_{co}k_0a)} \right] - n_{co}J'_m(n_{co}k_0a)}{n_{out}H_m^{(1)}(n_{out}k_0a) \left[ \frac{J'_m(n_{co}k_0a)}{J_m(n_{co}k_0a)} \right] - n_{co}H_m^{(1)}(n_{co}k_0a)}, \quad (4.4)$$

quando  $\vec{H}$  é paralelo à fibra. Na equação 4.1,  $u_0$  é o valor da intensidade do campo antes de incidir na fibra,  $\omega_0$  é a largura a meia altura do feixe laser,  $n_{out}$  e  $n_{co}$  são, respectivamente, o índice de refração do meio envolvente e da fibra,  $H_m^1$  é a função de Hankel de ordem  $m$ , que pode ser reescrita em termos das funções de Bessel  $H_m^1(z) = J_m(z) + iY_m(z)$  [41]. Neste trabalho utilizou-se um laser com um comprimento de onda  $\lambda=532$  nm e uma largura a meia altura (FWHM) de  $463 \mu\text{m}$ . Esta foi medida através de um analisador de perfil de feixe laser (LBP - *Laser Beam Profiler*). O padrão de interferência é determinado pela convergência da série (4.1). Desenvolveu-se então um algoritmo no software *Mathematica*, que permite calcular a convergência da série. Obtém-se o padrão teórico para um determinado diâmetro, como se encontra representado na figura 4.2 c). Sendo esta operação repetida para vários valores de raio da MFO, criando um ficheiro no qual se guardam os dados relativos ao padrão resultante de interferência.

O padrão obtido pela interacção do feixe laser com a MFO é projectado num ecrã constituído por um material dispersivo (papel). Na figura 4.2 b) mostra-se uma fotografia do padrão produzido, este grava-se com uma câmara e as imagens são posteriormente tratadas em *Matlab*. Converteram-se as imagens do sistema RGB para HSI, de forma a determinar a posição dos máximos e mínimos de intensidade do padrão resultante. Posteriormente, compara-se as posições dos máximos e mínimos teóricos com os padrões gravados, escolhendo o padrão calculado que melhor se ajusta ao padrão experimental.

### Microscopia electrónica de varrimento

O valor do raio das MFOs foi também medido através de microscopia electrónica de varrimento (SEM - *Scanning Electron Microscope*), dado que esta permite estimar o diâmetro das MFOs produzidas com um erro da ordem dos nanómetros. Porém, para observar as

amostras no SEM é necessário colar a MFO a um suporte metálico através de uma fita-cola constituída por carbono. É essencial garantir que a amostra se encontra fixa ao suporte, já que esta será sujeita a um vácuo quando introduzida no SEM. Posteriormente, a MFO é recoberta com uma fina camada de um material condutor, carbono, que evita que a carga se acumule na superfície. A carga é então transmitida da amostra para o suporte metálico permitindo que a amostra permaneça neutra. Na figura 4.3 pode observar-se uma imagem de uma MFO produzida com um raio de  $1.13\ \mu\text{m}$  obtida através de SEM. Este método também permite observar a homogeneidade do perfil e a ausência de rugosidade das MFOs produzidas. Contudo, cada medida realizada através deste método apenas permite medir o raio da MFO para um comprimento relativamente curto (tipicamente 10 mm). A utilização deste método implica a destruição das amostras.

### Amostras

Ao longo do trabalho de caracterização das MFOs foram produzidas diversas MFOs com com diferentes perfis. Para simplificar a enumeração das características geométricas das MFOs caracterizadas estas encontram-se descritas na seguinte tabela 4.1 de acordo com o esquema 3.6, apresentado no capítulo 3.

## 4.2 Perdas ópticas

O rápido crescimento e implementação das fibras ópticas deve-se em parte aos seus baixos valores de perdas ópticas. A diminuição das perdas ópticas foi essencial para o crescimento exponencial deste mercado, sendo também fundamental para diversas aplicações das MFOs.

As perdas ópticas das MFOs devem-se a quatro factores: impurezas que se depositavam na superfície da fibra durante o processo de produção, fissuras que podem surgir na superfície destas, modos irradiantes e rugosidade na superfície da MFO. As impurezas na superfície da fibra que se utiliza para produzir a MFO influenciam a transmitância desta e podem também ser uma causa para possíveis roturas da fibra. Verificou-se que durante a construção das

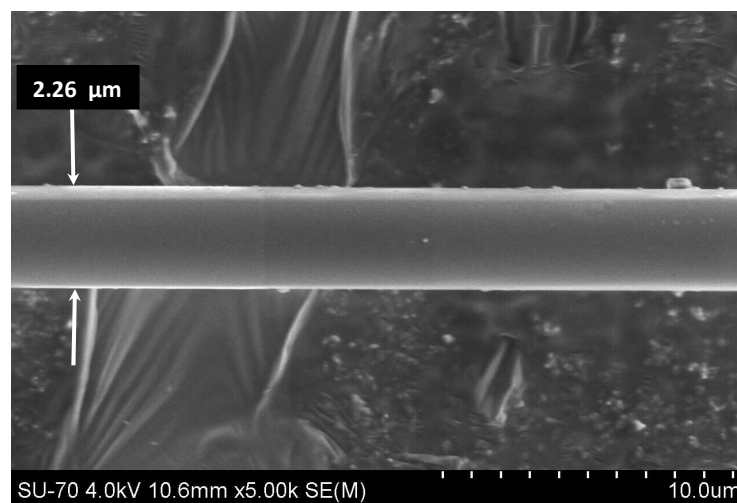


Figura 4.3: Imagem de uma MFO com um raio de  $1.13\ \mu\text{m}$ , obtida através de SEM.

Tabela 4.1: Características geométricas das MFOs produzidas. Onde  $\theta_i$  se encontra expresso em mrad,  $L_w$  em cm e  $\Delta r_{\theta_i}$  e  $r_w$  em  $\mu\text{m}$ .

	região de transição						região de cintura	
Amostra	$\theta_1$	$\Delta r_{\theta_1}$	$\theta_2$	$\Delta r_{\theta_2}$	$\theta_3$	$\Delta r_{\theta_3}$	$L_w$	$r_w$
$A_{MFO_1}$	0.8	62.5 - 44	0.4	44 - 12	0.8	12 - 2	3.5	2
$A_{MFO_2}$	Forma exponencial						—	$\approx 1$
$A_{MFO_3}$	0.8	62.5 - 27	0.6	27 - 9	0.8	9 - 2	3.5	2
$A_{MFO_4}$	0.8	62.5 - 27	0.6	27 - 9	0.3	9 - 1.2	8.5	1.2
$A_{MFO_6}$	0.8	62.5 - 27	0.6	27 - 9	0.8	9 - 2	5	2
$A_{MFO_7}$	0.8	62.5 - 27	0.6	27 - 9	0.4	9 - 2	4	3
$A_{MFO_8}$	1	62.5 - 27	6	27 - 12	1	12 - 2	3	12

MFOs por vezes surgiam pontos luminosos devido à combustão de impurezas na superfície da MFO. Quando isto sucedia, verificou-se que as fibras partiam preferencialmente onde existiam estas impurezas. Estas podem levar a uma distribuição anisotrópica das tensões superficiais induzindo assim a ruptura da fibra nestes pontos. A transmitância das MFOs produzidas com impurezas na superfície diminuí drasticamente, podendo dever-se isto à incorporação destas na superfície das MFOs, o que aumenta a rugosidade da superfície e consequentemente as perdas ópticas. Para MFOs com raios inferiores a  $\lambda$  uma parte relevante da energia da onda propaga-se no campo evanescente, pelo que os resíduos ou impurezas que se encontrem na superfície da MFO podem interagir com o campo evanescente alterando a transmitância. Para evitar contaminar a superfície da fibra com impurezas, utilizam-se luvas sempre que se manipula a zona da fibra onde se vai construir a MFO. Porém, as poeiras que se encontram dispersas no ar podem depositar-se na superfície da MFO durante o processo de produção.

As fissuras na superfície das MFOs provocam uma redução drástica da transmitância e da resistência mecânica destas. Durante o processo de produção das MFOs surgem naturalmente pequenas fissuras. Porém, as moléculas de água podem-se depositar no interior das fissuras que se podem estender por regiões maiores, levando assim à degradação das características ópticas e mecânicas das MFOs produzidas [37].

A taxa de redução do raio deve ser o suficientemente pequena de forma a evitar que surjam modos irradiantes, para isso utiliza-se o critério de adiabaticidade. Quando este critério não é satisfeito a energia do modo fundamental pode acoplar para modos de ordem superior, irradiando-se parte da energia propagante para o exterior da MFO. Pelo que o perfil da região de transição é determinante para as perdas ópticas.

As MFOs podem ser descritas através do modelo de acoplamento-batimento-acoplamento, sendo neste modelo consideradas duas zonas de acoplamento. que correspondem às duas regiões da MFO, e uma região de batimento que corresponde à região de cintura. Na primeira região de transição, a luz pode acoplar do modo  $LP_{01}$  para modos de ordem superior  $LP_{0m}$ , excitando-os. Ao longo da região de cintura os vários modos propagantes adquirem diferentes velocidades de grupo, induzindo assim uma diferença de fase entre ambos. A energia que se propaga nos modos da bainha pode ser re-acoplada para o modo fundamental. Quando os vários modos propagantes são acopladas na segunda região de transição, a diferença de fase acumulada durante a propagação na região de cintura leva à interferência entre ambos, originando os batimentos na intensidade transmitida. Então, os batimentos observados dependem do perfil da MFO, do comprimento e do raio da região de cintura. Neste sentido, estas es-

truturas podem ser analisadas como interferómetros modais, onde cada uma das regiões de transição pode ser interpretada como um acoplador de modos e a região de cintura pode ser vista como os braços do interferómetro [43, 44].

Como referido no capítulo 3, a transmissão é monitorizada ao longo do processo, e apresenta oscilações ou batimentos que traduzem a transferência de energia entre os vários modos propagantes. Na figura 4.4 é representada a transmitância ao longo do processo de produção de duas MFOs distintas. A intensidade transmitida diminui durante o processo de produção das MFOs e a amplitude de oscilação varia, reflectindo a eficiência de excitação e de recombinação dos diferentes modos. Em ambas as figuras pode observar-se como varia o raio (representado a azul) ao longo do processo, relacionando assim a taxa de acoplamento de energia com o ângulo da região de transição. As oscilações medidas na figura 4.4 a) têm uma amplitude máxima de aproximadamente 5 %, da intensidade do pulso propagante. Nesta, a transmitância no final do processo é de 92 %, indicando a baixa transferência de energia entre modos na MFO. Porém, na figura 4.4 b) observa-se que a transferência de energia entre modos é maior que na figura 4.4 a), aumentando a amplitude dos batimentos. O aumento dos batimentos e das perdas ópticas pode ser relacionado com a taxa de redução do núcleo. Na figura 4.4 b), a transmitância no final do processo foi de 82% e uma amplitude de oscilação de aproximadamente 22%, neste caso a taxa de redução é maior levando a uma transferência de energia maior entre modos e consequentemente ao incremento da amplitude das oscilações. Isto implica que uma quantidade maior de energia seja irradiada para o exterior da MFO. A amplitude de batimentos é função da energia acoplada para os modos de ordem superior. Na figura 4.4 b) observa-se uma maior transferência de energia do que na figura 4.4 a), resultando isto da maior taxa de redução do raio.

O número de modos suportados pela MFO é função do contraste de índices de refração e do raio do núcleo e da bainha. À medida que se produz a MFO altera-se o diâmetro do núcleo e da bainha. O que permite que sejam guiados novos modos na bainha. Como referido no capítulo 2, quando o diâmetro é suficientemente pequeno pode aproximar-se a MFO a um guia de ondas constituído por um núcleo de sílica e uma bainha infinita de ar. Na figura 4.5 a) podem observar-se os modos permitidos, considerou-se que a MFO é constituída por um nú-

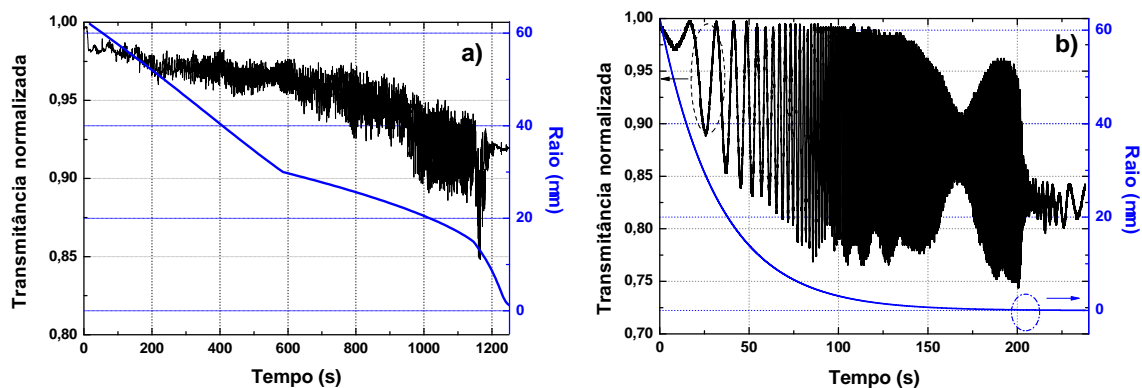


Figura 4.4: a) Variação da intensidade transmitida ao longo do processo de produção para a amostra  $A_{MFO_1}$ ; b) Variação da intensidade transmitida ao longo do processo de produção para a amostra  $A_{MFO_2}$ .



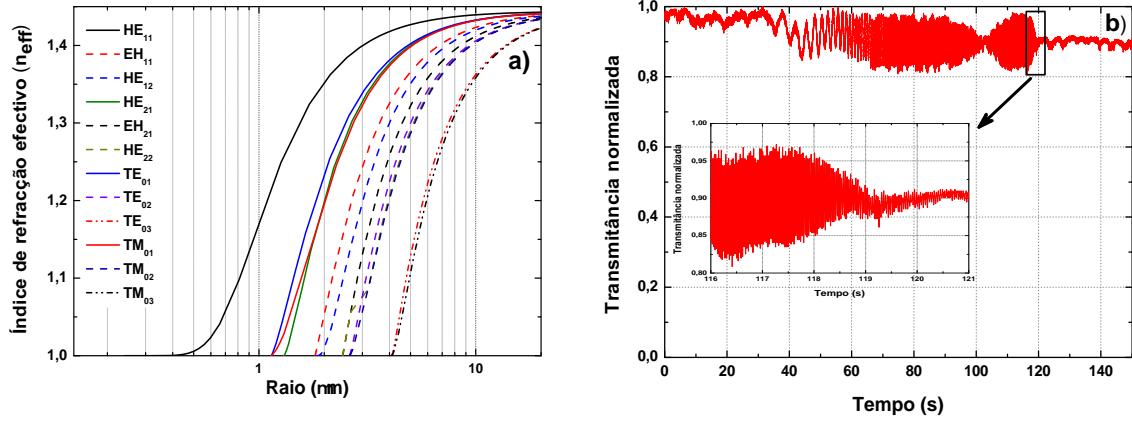


Figura 4.5: a) Representa-se o número de modos guiados pela MFO em função do diâmetro; b) representa-se a intensidade transmitida durante a produção da amostra  $A_{MFO_3}$ , no canto inferior esquerdo observa-se as oscilações entre os segundo 116 a 121.

cleo com índice de refração da bainha ( $n_{co}=1.445$ ) e uma bainha infinita de ar. O número de modos que se propagam na MFO diminuem com o raio do guia de onda, como seria de esperar. Quando é atingida a frequência de corte para o modo fundamental  $LP_{01}$ , os outros modos possíveis deixam de ser permitidos. Este gráfico foi calculado com recurso à *Optical Fibre Toolbox* do *Matlab*. A diminuição da amplitude dos batimentos observados na figura 4.4 pode ser relacionada com a frequência de corte dos modos propagantes no guia de onda. Quando se diminui o diâmetro da MFO vai-se alcançar a frequência de corte para os modos de ordem superior. Isto é, os modos permitidos num guia de onda dependem das dimensões do núcleo e do contraste de índices de refração, como se observa na figura 4.5 a). À medida que o raio da MFO diminui o número de modos permitidos também vai diminuir, tornando-se a fibra mono-modo para raios de aproximadamente  $\lambda/3$ . Na figura 4.5 b) mostra-se a intensidade de luz transmitida ao longo do processo de produção da amostra  $A_{MFO_3}$ , existindo uma diminuição brusca na amplitude das oscilações. Diminuição que acontece devido à MFO atingir a frequência de corte para o qual alguns modos de ordem superior deixam de se poder propagar, diminuindo assim a quantidade de energia transferida entre modos propagantes. Como a energia transferida entre modos é menor a amplitude das oscilações vai consequentemente diminuir [23].

#### 4.2.1 Perdas dependentes da polarização

Numa fibra óptica o modo fundamental é degenerado, isto leva a que o campo óptico possa propagar-se na fibra com duas polarizações distintas. Devido à quebra de simetria do núcleo da fibra a degenerescência é levantada, permitindo assim distinguir os dois estados de polarização ortogonais com o mesmo valor para a constante de propagação. A magnitude e orientação da birrefringência em fibras ópticas pode variar aleatoriamente com a distância, o que induz a PMD. As perdas ópticas podem também depender do estado de polarização da luz propagante, surgindo assim as perdas ópticas dependentes do estados de polarização (PDL - *Polarization Dependent Loss*). A PDL e a PMD são propriedades presentes nas fibras ópticas que se revelam importantes nos actuais sistemas de telecomunicações onde se

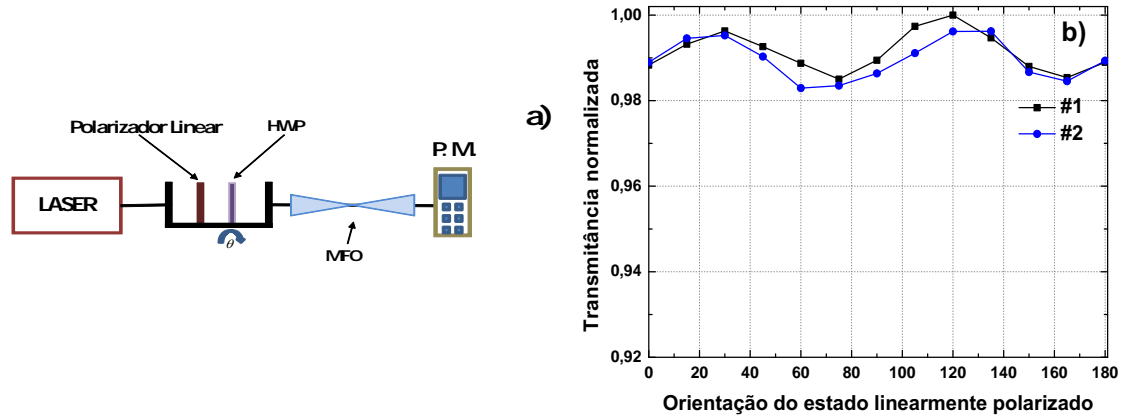


Figura 4.6: a) Representação do sistema experimental utilizado para estimar a PDL.; b) resultados obtidos para duas medições da PDL para a amostra  $A_{MFO4}$ .

encontram longas extensões de fibras ópticas. Contudo, também podem ser importantes em pequenos componentes com valores de birrefringência elevados [27].

Assim a PDL pode ser utilizada para inferir a existência de birrefringência em dispositivos ópticos. A birrefringência em fibras ópticas e MFOs advém da quebra de simetria do núcleo, ou da existência de tensões acumuladas no material, pelo que a PDL pode servir para retirar informação sobre a simetria das MFOs relativamente ao eixo longitudinal e às tensões induzidas nestas durante o processo de produção. Na figura 4.6 a) pode observar-se o sistema experimental utilizado para medir a PDL em MFOs. O estado de polarização do pulso óptico é ajustado através de um controlador de polarização, posteriormente este passa através de um polarizador linear garantindo assim que o pulso óptico se encontra linearmente polarizado. A orientação relativa do estado de polarização é rodada através de uma lamina de atraso de meio comprimento de onda (HWP - *Half Wave-Plate*). A potência óptica transmitida pela MFO é medida num medidor de potência (PM - *Power Meter*). Na figura 4.6 b) mostra-se a intensidade transmitida em função dos ângulos dos estados de polarização linear enviados para a amostra  $A_{MFO4}$ . A PDL é calculada através da seguinte expressão [27]:

$$\rho = 10 \log_{10} \left( \frac{T_{max}}{T_{min}} \right), \quad (4.5)$$

onde  $\rho$  representa as perdas dependente da polarização, vindo esta expressa em decibéis. Onde  $T_{max}$  e  $T_{min}$  representam respectivamente a intensidade máxima e mínima medida para os estados de polarização enviados para a MFO. O valor de PDL determinado para a MFO foi de 0.077 dB, neste calculo apenas se considerou a intensidade transmitida para estados linearmente polarizados. A PDL das componentes utilizadas no sistema experimental desenvolvido foi tida em consideração.

Usualmente, as fibras ópticas têm PDL desprezável, porém em dispositivos com elevados valores de birrefringência esta pode ser considerável. O valor medido é inferior ao encontrado em alguns componentes ópticos convencionais, como no caso de acopladores e AWG, que têm tipicamente PDL da ordem 0.2 dB [15]. No entanto o valor da PDL medido nas MFOs produzido é relativamente baixo. Atendendo aos baixos valores de PDL medidos, pode

induzir-se que a simetria azimutal das MFOs é conservada ao longo do processo de produção. Apesar destas serem submetidas a tensões elevadas quando alongadas. Os vários ciclos da técnica da chama oscilante permitem que mesmo que surjam tensões estas sejam redistribuídas e eventualmente eliminadas.

### 4.3 Espectro de transmissão

A transmitância da MFO é medida em função do comprimento de onda entre 1485 nm e 1640 nm com uma resolução de 0.01 nm. Estas medidas foram realizadas através de um analisador de redes ópticas (ONA *Optical Network Analyser*), constituído por três módulos 86038B - *Phonic Dispersion and Loss Analyser*, 86122 A - *Multi-Wave Meter* e 8164B - *Lightwave Measurement System* da *Agilent Technologies*.

Os espectros de transmissão permitem observar as propriedades multi-modais destas estruturas. Nas medidas realizadas observa-se a forma sinusoidal do espectro de transmissão, e como esta evolui ao longo do processo de produção. Na figura 4.7 a), b), c) e d), pode observar-se como surgem os modos de bainha à medida que se constrói da amostra  $A_{MFO6}$ . O acoplamento de energia para os modos da bainha e as diferenças de fase acumuladas pelos vários modos de propagação permitem explicar os espectros sinusoidais obtidos. O espectro de transmissão medido pode ser reconstruído numericamente com base no modelo dos modos locais, resolvendo a equação (2.28). Este pode utilizar-se para estimar o número de modos propagantes na MFO por comparação com os espectros medidos. Servindo assim para inferir o número de modos propagantes nas MFOs produzidas [43]. Na figura 4.7 e) pode observar-se o espectro de transmissão para duas MFOs com regiões de transição diferentes. A azul representa-se o espectro de transmissão da amostra  $A_{MFO7}$ . A preto representa-se o espectro de transmissão da amostra  $A_{MFO8}$ . Observa-se em ambos os casos os batimentos característicos devidos ao acoplamento modal que reflecte a transferência de energia entre os vários modos excitados em função do comprimento de onda propagante. Na figura 4.7

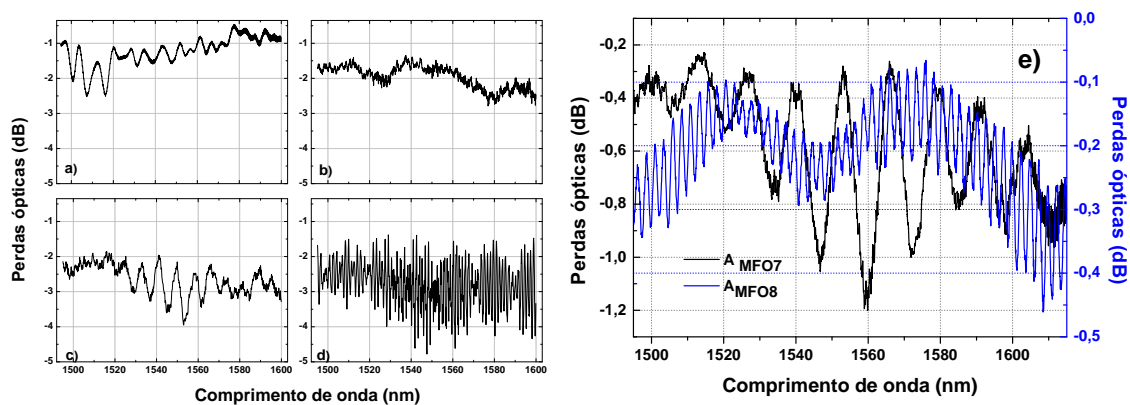


Figura 4.7: a) Espectro de transmissão no início do processo de produção da MFO; b) espectro de transmissão durante o processo de produção ( $t=180$  s); c) espectro de transmissão durante o processo de produção ( $t=480$  s); d) espectro no final do processo; e) compara-se o espectro de transmissão de duas MFO, a azul pode observar-se o espectro de transmissão da amostra  $A_{MFO7}$ , a preto o espectro de transmissão da amostra  $A_{MFO8}$ .

observa-se que a amplitude dos batimentos da  $A_{MFO_7}$  é maior do que os da amostra  $A_{MFO_8}$ , o que reflecte uma maior transferência de energia entre modos. Os ângulos das regiões de transição da amostra  $A_{MFO_8}$  são menores do que os da amostra  $A_{MFO_7}$ , o que pode explicar a maior transferência de energia para modos de ordem superior devido ao acoplamento modal. Verificando assim a dependência do acoplamento modal, ou da transferência de energia entre modos, com a taxa de redução do raio.

## 4.4 Dispersão

O ONA permite medir o atraso de grupo (GD - *Group Delay*) e consequentemente estimar a dispersão em componentes ópticas. As MFOs analisadas nesta secção têm todas elas o mesmo perfil para a região de transição, sendo este definido da mesma forma que os da amostra  $A_{MFO_3}$ , variando apenas o raio da região de cintura das amostras. Depois de se proceder à normalização do circuito óptico conjuntamente com a fibra na qual se vai produzir a MFO, procede-se posteriormente à produção da MFO, no final deste processo pode medir-se o GD. A normalização deve de ser realizada já com a fibra de teste a partir da qual se vai construir a MFO. Isto é essencial para garantir que apenas se mede o GD da MFO produzida e não o GD conjunto da fibra de teste e da MFO. O GD é medido relativamente ao centro da janela de medição definida e permite inferir o valor médio da dispersão no intervalo utilizado.

A resolução do ONA é função das perdas do circuito óptico. Dado que o circuito utilizado para fazer estas medidas tinha perdas de aproximadamente 4 dB, o erro associado à medição do GD segundo as especificações do aparelho é de 150 fs. Apesar da dispersão elevada destas estruturas observa-se que os valores de GD experimentais variam significativamente para comprimentos de onda consecutivos. Isto pode ser explicado se tivermos em consideração o comprimento reduzido das estruturas produzidas. O comprimento reduzido implica um GD pequeno. Como as diferenças temporais que se pretende medir são pequenas, isto pode induzir erros elevados. Os pontos medidos estão distribuídos em torno da recta de ajuste, sendo esta dispersão devida ao erro de medida do instrumento. Contudo, pode ajustar-se uma recta aos pontos medidos e determinar o valor do declive desta, dividindo isto pelo comprimento da

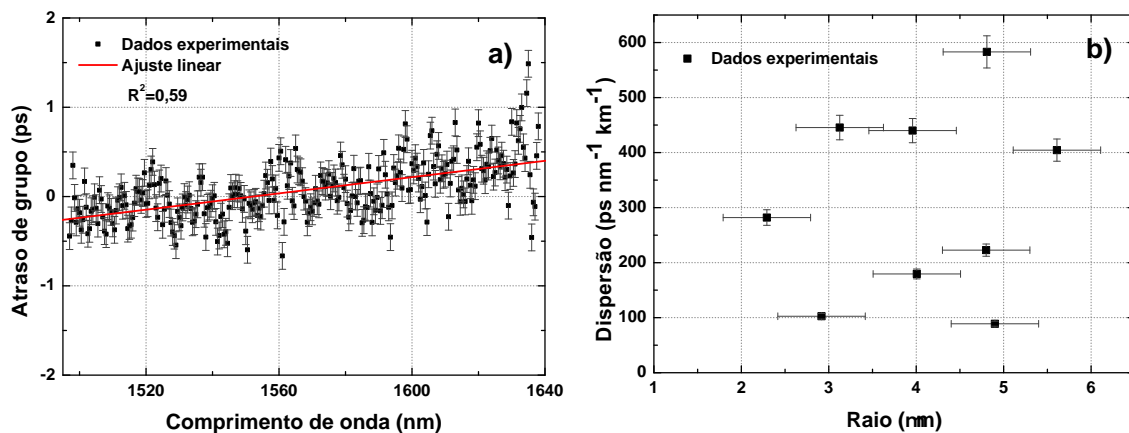


Figura 4.8: a) Medida do atraso de grupo numa MFO e o respectivo ajuste linear; b) dispersão medida em função do raio da MFO.

MFO estima-se um valor médio da dispersão para o comprimento de onda central da janela de medição (neste caso 1550 nm), tal como se exprime na expressão (2.38). Na figura 4.8 a) pode observar-se os valores medidos pelo ONA para o GD para uma MFO adiabática com um raio da região de cintura de aproximadamente  $3.9 \mu\text{m}$ . Faz-se posteriormente o ajuste linear aos pontos experimentais obtendo um declive de  $4.560 \pm 0.002 \text{ ps}^{-1}\text{nm}^{-1}$  e com ordenada na abcissa de  $7.07 \pm 0.34 \text{ ps}^{-1}\text{nm}^{-1}$ . Estimou-se posteriormente que esta deveria de ter uma dispersão média para o comprimento de onda de 1550 nm de  $440 \text{ ps nm}^{-1}\text{km}^{-1}$ . Na figura 4.8 b) pode observar-se como varia a dispersão media das MFOs produzidas em função do raios. Porém, os valores medidos apresentam grandes oscilações, não estando de acordo com os valores esperados calculados no capítulo 2.

## 4.5 Coeficiente não linear

A área efectiva numa MFO varia ao longo da direcção longitudinal, o que leva ao incremento da densidade de energia no interior da MFO, aumentando assim os efeitos não lineares. Sendo no entanto o comprimento reduzido das MFOs produzidas uma limitação. Enquanto que, os elevados valores do coeficiente não linear ( $\gamma$ ) tornam possível observar efeitos não lineares nestas estruturas, apesar da intensidade dos efeitos não lineares depender do comprimento de interacção,  $L_{eff}$ .

Para medir o parâmetro  $\gamma$  recorreu-se ao processo estimulado de FWM [45], para isso utiliza-se o sistema experimental representado na figura 4.9. Neste sistema usa-se um laser (ECL - *External Cavity Laser*) amplificado por um amplificador de fibra óptica dopada com érbio (EDFA - *Erbium Doped Fiber Amplifier*) como bomba. Para sinal óptico utiliza-se um laser sintonizável (TLS - *Tunable Laser Source*). Antes de combinar os sinais através de um acoplador de 3 dB, ajusta-se o estado de polarização através de dois controladores de polarização que se encontram antes do acoplador. O estado de polarização é alterado individualmente até encontrar um valor máximo na saída do polarizador linear. Isto garante que os sinais se encontram co-polarizados. Posteriormente, observa-se o espectro de transmissão num espectrómetro (OSA - *Optical Spectrum Analyzer* Apex A-2441A). Para maximizar o processo de FWM, o comprimento de onda do sinal de bombeamento óptico deve de ser lançado em torno do zero de dispersão da MFO. Como já foi referido no capítulo 2, para um raio da MFO de  $0.6 \mu\text{m}$  o segundo zero de dispersão surge em torno de um comprimentos de onda de 1550 nm. Para medir este processo produziu-se uma MFO adiabática com um diâmetro alvo de  $0.5 \mu\text{m}$ , e uma região de cintura de 8.5 cm de comprimento. Então, injecta-se a bomba óptica e o sinal óptico na MFO com potências de respectivamente 13.23 mW e 4.66 mW, observa-se a geração de um terceiro sinal óptico ou sinal sombra. Posteriormente, alterou-se sucessivamente o

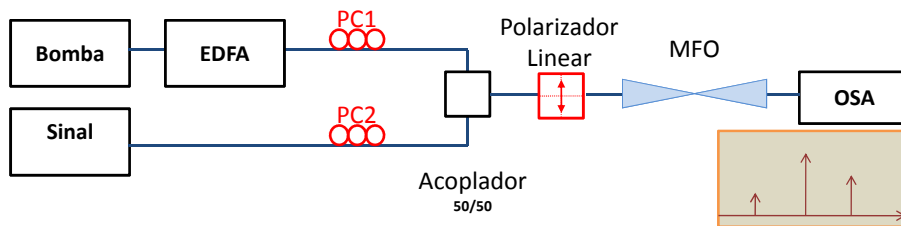


Figura 4.9: Montagem experimental implementada para a medição do processo de FWM em MFOs.

espaçamento entre bomba e sinal e mediu-se a potência óptica do sinal sombra gerado. Para estimar o valor de  $\gamma$  na MFO ajustou-se a curva teórica que descreve a eficiência do processo de FWM [45]:

$$P_i(z = L, \Delta\beta) = (\gamma P_P(0) L_{eff})^2 P_S(0) \exp(-\alpha L) \eta, \quad (4.6)$$

$$\eta = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + (\Delta\beta)^2} \left\{ 1 + \frac{4 \exp(-\alpha L) \sin\left(\frac{\Delta\beta L}{2}\right)^2}{(1 - \exp(-\alpha L))^2} \right\}, \quad (4.7)$$

onde  $P_p$  é a potência da bomba,  $P_s$  é a potencia do sinal óptico e  $\Delta\beta = \beta_s + \beta_i - 2\beta_p$  representa o acordo de fase, em que  $\beta_k$ , com  $k = p, s, i$ , representa as constantes de propagação respectivamente para a bomba, sinal óptico e sinal sombra. Expandindo esta expressão numa série de Taylor em torno do zero de dispersão do guia de onda calcula-se a seguinte expressão para o acordo de fase:

$$\Delta\beta = -\frac{2\pi c \lambda_0^3}{\lambda_p \lambda_s^2} (\lambda_p - \lambda_0)(\lambda_p - \lambda_s)^2 S(\lambda_0), \quad (4.8)$$

onde  $\lambda_i$  com  $i = p, s, 0$ , representa respectivamente o comprimento de onda da bomba, do sinal e do zero de dispersão, e  $S(\lambda_0)$  é a dispersão diferencial da MFO para  $\lambda_0$ . Posteriormente, variou-se o comprimento de onda em torno deste valor até encontrar o comprimento de onda de bombeamento máximo para uma separação entre bomba e sinal constante. O máximo de eficiência foi encontrado em 1549.35 nm.

Na figura 4.10 a) observa-se um espectro obtido no OSA. Observa-se que a injeção da bomba e do sinal óptico na MFO gera um sinal sombra. Ajusta-se uma gaussiana aos pontos experimentais de forma a estimar a potência de pico. Os cálculos realizados têm em consideração a potencia de pico para a bomba, o sinal e o sinal sombra. Na figura 4.10b) representam-se os pontos experimentais obtidos para a variação da potência óptica do sinal sombra em função do espaçamento entre bomba e sinal e o ajuste da curva teórica que descreve

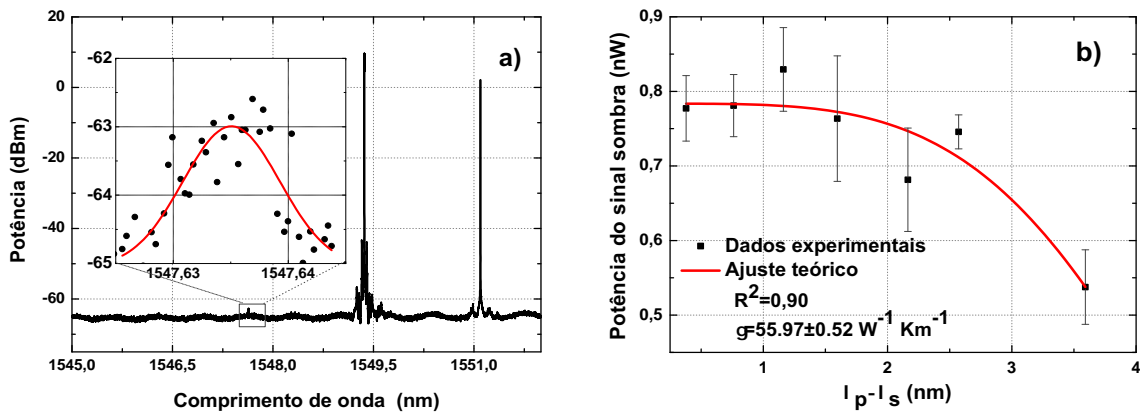


Figura 4.10: a) Espectro medido no OSA depois de se injectar na MFO o sinal de bombeamento óptico e o sinal óptico, observando a consequente geração do sinal sombra; b) ajuste da curva teórica que descreve o processo estimulado de FWM aos pontos experimentais.

este processo. O ajuste da curva teórica é feito deixando livre o valor do coeficiente não linear e a dispersão diferencial. Depois fez-se um ajuste da curva teórica aos pontos experimentais, estimando-se o coeficiente não-linear para esta MFO em  $55.97 \pm 0.52 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . Contudo, apenas se observou a geração do sinal sombra para uma separação entre bomba e sinal de 4 nm.

Se a MFO produzida não for adiabática as perdas ópticas da estrutura serão maiores e a eficiência do processo é menor. Já que a potencia óptica propagante na região de cintura onde o processo de FWM é mais eficiente é menor. A existência de mais que um modo na MFO leva a que o acordo de fase entre bomba e sinal seja também mais difícil de alcançar.

## Capítulo 5

# Conclusões

Neste trabalho foram discutidos diversos aspectos relacionados com a produção e caracterização das MFO. Foi implementado um sistema experimental que permitiu produzir MFOs. Estas foram posteriormente caracterizadas e medidas as perdas ópticas, o espectro de transmissão, as perdas dependentes da polarização, a dispersão e o coeficiente não linear. Foi também apresentado um modelo teórico capaz de descrever a propagação de um pulso óptico ao longo de uma MFO, este modelo permite compreender a propagação do campo óptico, do acoplamento modal, da dispersão e do coeficiente não linear ao longo das MFOs.

O modelo dos modos locais explica qualitativamente a evolução do campo óptico na MFO, como podem surgir novos modos guiados na bainha e de que forma a energia no modo fundamental pode acoplar para modos de ordem superior. Contudo, a transferência de energia entre modos guiados e modos irradiantes pode induzir elevadas perdas ópticas, pelo que se introduz o conceito de adiabaticidade. Recorrendo-se a este modelo calculou-se a variação do índice de refração efectivo para os primeiros cinco modos linearmente polarizados. Posteriormente, a função de onda que descreve o campo propagante foi calculada em função do raio da MFO, de forma a poder estimar o raio do modo, e consequentemente o coeficiente não linear. Analisou-se a variação da dispersão nas MFOs em função do raio, onde a dispersão de guia de onda tem um papel preponderante. Observando-se que nestas estruturas ópticas podem existir dois valores nulos de dispersão.

Desenvolveu-se um sistema experimental que permitiu a produção de MFOs, inicialmente este sistema consistia na alongação da fibra quando aquecida pela chama. Este sistema permitia construir MFOs, mas não era possível controlar o perfil da região de transição, nem o raio e o comprimento da região de cintura. Para além disso a repetibilidade das MFOs produzidas era muito baixa. No segundo sistema experimental implementou-se uma técnica que utilizava um forno de material cerâmico para aquecer a fibra óptica, e posteriormente produzir a MFO. Isto permitiu alcançar raios inferiores aos obtidos, aumentando a repetibilidade do sistema. Contudo, não era possível controlar o perfil da região de transição, o diâmetro e o comprimento da região de cintura e era extremamente difícil retirar as MFOs do interior do cilindro cerâmico. Para conseguir controlar estes parâmetros introduziu-se a técnica da chama oscilante, onde o movimento dos posicionadores é calculado através de um algoritmo. Isto, permitiu controlar o perfil da região de transição, o comprimento e o raio da região de cintura. Este sistema experimental permitiu o acesso fácil às MFOs produzidas, permitindo produzir MFOs com um raio de  $1\ \mu\text{m}$ , e comprimentos de até 12 cm da região de cintura. Para testar a precisão do sistema desenvolvido mediu-se o diâmetro das MFO através



de dois métodos: no primeiro método utilizou-se o microscópio óptico, no segundo método usou-se microscopia SEM. Os resultados obtidos permitiram inferir a precisão e repetibilidade do sistema desenvolvido.

A transmitância das MFOs foi medida durante o processo de produção, o que permitiu observar as oscilações da intensidade transmitida, reflexo da interferência entre os vários modos propagantes. Foi possível produzir MFOs com transmitâncias acima de 95 %. O espectro de transmissão das MFOs produzidas foi medido, observando-se o acoplamento modal característico nestas estruturas. A PDL foi estimada em 0.077 dB sendo esta relativamente baixa, o que reflecte a alta simetria azimutal das estruturas ópticas produzidas. O atraso de grupo também foi medido permitindo assim estimar a dispersão das MFOs produzidas. Contudo, estes valores apresentam erros consideráveis. Por fim, estimou-se o coeficiente não linear, para isso recorreu-se ao processo não linear de FWM. Estimando a eficiência da transferência de energia entre bomba sinal e sinal sombra foi possível estimar  $\gamma$ , o valor máximo encontrado nas MFOs produzidas foi de  $55.97 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

## 5.1 Futuros aspectos a analisar

No seguimento do trabalho desenvolvido ao longo desta dissertação, deixam-se algumas ideias importantes que no futuro serão susceptíveis de serem analisadas:

- Usar as elevadas não linearidades das MFO para a implementação de fontes de fótons únicos e fótons entrelaçados com base no processo de FWM;
- Aplicação de nano-fibras ópticas (NFOs) como sensores de campo evanescente;
- Estudo da dispersão cromática em MFOs revestidas com diversos materiais;
- Geração de supercontinuo em MFO;
- Produção de NFOs revestidas por metais que permitissem observar os estados ligados de luz e matéria, plasmões.

Deixam-se também algumas sugestões de forma a melhorar o sistema experimental desenvolvido:

- Melhorar o sistema desenvolvido de forma produzir (NFOs). Neste sentido, a fonte de calor utilizada deveria de ser substituída por outra que permitisse controlar com mais precisão a largura da região aquecida, aumentando assim a precisão e repetibilidade do sistema desenvolvido;
- Alterar o algoritmo desenvolvido para a produção das trajectórias de forma a ter em consideração a distribuição gaussiana de calor emitido pela chama, aumentando assim a precisão e repetibilidade do sistema experimental e possibilitando também a produção de MFOs com formas e regiões complexas;
- Produzir uma estrutura capaz de proteger e isolar do meio exterior o sistema experimental e as MFOs produzidas. Evitando assim a degradação temporal destas.

# Bibliografia

- [1] N. Vukovic, N. G. R. Broderick, M. Petrovich, and G. Brambilla. Novel Method for the Fabrication of Long Optical Fiber Tapers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 20:1264–1266, July 2008.
- [2] S. Chuo, M. Wan, L. A. Wang, and J.-S. Wang. Multistage Modified Fiber Drawing Process and Related Diameter Measuring System. *Journal of Lightwave Technology*, 27:2983–2988, August 2009.
- [3] G. Brambilla, F. Xu, P. Horak, Y. Jung, F. Koizumi, N.P. Sessions, E. Koukharenko, X. Feng, G.S. Murugan, J.S. Wilkinson, and D.J. Richardson. Optical fiber nanowires and microwires: fabrication and applications. *Advances in Optics and Photonics*, 1(1):107–161, 2009.
- [4] Weilong She, Jianhui Yu, and Raohui Feng. Observation of a push force on the end face of a nanometer silica filament exerted by outgoing light. *Phys. Rev. Lett.*, 101(24):243601, Dec 2008.
- [5] John M. Dudley, Goëry Genty, and Stéphane Coen. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Rev. Mod. Phys.*, 78(4):1135–1184, Oct 2006.
- [6] S. Leon-Saval, T. Birks, W. Wadsworth, P. St. J. Russell, and M. Mason. Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides. *Opt. Express*, 12(13):2864–2869, 2004.
- [7] M. A. Foster, J. M. Dudley, B. Kibler, Q. Cao, D. Lee, R. Trebino, and A. L. Gaeta. Nonlinear pulse propagation and supercontinuum generation in photonic nanowires: experiment and simulation. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 81:363–367, July 2005.
- [8] Ganapathy Senthil Murugan, Gilberto Brambilla, James S. Wilkinson, and David J. Richardson. Optical propulsion of individual and clustered microspheres along sub-micron optical wires. *Japanese Journal of Applied Physics*, 47(8):6716–6718, 2008.
- [9] Joel Villatoro and David Monzón-Hernández. Fast detection of hydrogen with nano fiber tapers coated with ultra thin palladium layers. *Opt. Express*, 13(13):5087–5092, 2005.
- [10] J.D. Love, W.M. Henry, W.J. Stewart, R.J. Black, S. Lacroix, and F. Gonthier. Tapered single-mode fibres and devices. i. adiabaticity criteria. *Optoelectronics, IEE Proceedings J*, 138(5):343–354, Oct 1991.
- [11] Web of knowledge. <http://pcs.isiknowledge.com/analyze/ra.cgi>, Jun 2010.
- [12] Snyder A. W. *Optical Waveguide Theory*. Academic Press, 1983.

- [13] A.J. Fielding, K. Edinger, and C.C. Davis. Experimental observation of mode evolution in single-mode tapered optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 17(9):1649–1656, Sep 1999.
- [14] K. Okamoto. *Fundamentals of Optical Waveguides*. Academic Press, 2005.
- [15] G. P. Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. 1995.
- [16] D. Gloge. Weakly guiding fibers. *Appl. Opt.*, 10(10):2252–2258, 1971.
- [17] F. Poletti and P. Horak. Description of ultrashort pulse propagation in multimode optical fibers. *Journal of the Optical Society of America B Optical Physics*, 25:1645–1654, September 2008.
- [18] C. Yeh. *The Essence of Dielectric Waveguides*. 2008.
- [19] D. Marcuse. *Theory of dielectric optical waveguides*. 1974.
- [20] Limin Tong, Jingyi Lou, and Eric Mazur. Single-mode guiding properties of subwavelength-diameter silica and silicon wire waveguides. *Opt. Express*, 12(6):1025–1035, Mar 2004.
- [21] Sameer Arabasi. *Tapered splice for efficient power coupling to small-core nonlinear fibers*. PhD thesis, Faculty of the Virginia polytechnic Institute and state university, 2008.
- [22] Mathlab. <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/9126>, Jun 2010.
- [23] Fedja Orucevic, Valérie Lefèvre-Seguin, and Jean Hare. Transmittance and near-field characterization of sub-wavelength tapered optical fibers. *Opt. Express*, 15(21):13624–13629, 2007.
- [24] D. Marcuse. Mode conversion in optical fibers with monotonically increasing core radius. *Journal of Lightwave Technology*, 5:125–133, January 1987.
- [25] J.D. Love. Spot size, adiabaticity and diffraction in tapered fibres. *Electronics Letters*, 23(19):993–994, 1987.
- [26] N. Herrera. *Desenvolvimento de sensores de fibra óptica para o controlo "IN-SITU" de parâmetros físicos do meio aquático*. PhD thesis, Universidade Complutense de Madrid, 2002.
- [27] Jay N. Damask. *Polarization Optics in Telecommunications*. Springer, 2010.
- [28] Kitamura N. Fujinaga S. Yamashita H. Matsuoka, J. Temperature dependence of refractive index of sio<sub>2</sub> glass. *J. Noncrystalline solids*, (3):86–89, 1991.
- [29] Gorachand Ghosh. Sellmeier coefficients for the birefringence and refractive indices of zngep2 nonlinear crystal at different temperatures. *Appl. Opt.*, 37(7):1205–1212, 1998.
- [30] T. A. Birks and Y. W. Li. Shape of fiber tapers. *Journal of Lightwave Technology*, 10:432–438, April 1992.

- [31] M. Yazawa, M. Koguchi, A. Muto, M. Ozawa, and K. Hiruma. Effect of one monolayer of surface gold atoms on the epitaxial growth of inas nanowhiskers. *Applied Physics Letters*, 61(17):2051–2053, 1992.
- [32] Alfredo M. Morales and Charles M. Lieber. A Laser Ablation Method for the Synthesis of Crystalline Semiconductor Nanowires. *Science*, 279(5348):208–211, 1998.
- [33] J. Chen, M. A. Reed, A. M. Rawlett, and J. M. Tour. Large On-Off Ratios and Negative Differential Resistance in a Molecular Electronic Device. *Science*, 286(5444):1550–1552, 1999.
- [34] Zheng Miao, Dongsheng Xu, Jianhua Ouyang, Guolin Guo, Xinsheng Zhao, and Youqi Tang. Electrochemically induced sol-gel preparation of single-crystalline tio<sub>2</sub> nanowires. *Nano Letters*, 2(7):717–720, 2002.
- [35] G. Brambilla, V. Finazzi, and D. J. Richardson. Ultra-low-loss optical fiber nanotapers. *Optics Express*, 12:2258–2263, May 2004.
- [36] L. Tong, R. R. Gattass, J. B. Ashcom, S. He, J. Lou, M. Shen, I. Maxwell, and E. Mazur. Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding. *nat*, 426:816–819, December 2003.
- [37] G. Brambilla, F. Xu, and X. Feng. Fabrication of optical fibre nanowires and their optical and mechanical characterisation. *Electronics Letters*, 42(9):517 – 519, 27 2006.
- [38] P. André. *Componentes optoelectrónicas para redes fotónicas de alto debito*. PhD thesis, Universidade de Aveiro, 2002.
- [39] Y. Shuto, S. Yanagi, S. Asakawa, M. Kobayashi, and R. Nagase. Fiber fuse phenomenon in step-index single-mode optical fibers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 40(8):1113 – 1121, aug. 2004.
- [40] S. Pricking and H. Giessen. Tapering fibers with complex shape. *Opt. Express*, 18(4):3426–3437, 2010.
- [41] Duncan J. Butler and G. W. Forbes. Fiber-diameter measurement by occlusion of a gaussian beam. *Appl. Opt.*, 37(13):2598–2607, May 1998.
- [42] Shogo Kozaki. Scattering of a gaussian beam by a homogeneous dielectric cylinder. *Journal of Applied Physics*, 53(11):7195–7200, 1982.
- [43] W.J. and F. Gonthier J.D. Love Black, S. Lacroix. Tapered single-mode fibres and devices. part2: Experimental and theoretical quantification. *Optoelectronics, IEE Proceedings J*, 138(5):355–364, Oct 1991.
- [44] Manfred Niehus; Gil G. Martins Fernandes; Armando Nolasco Pinto. Design of a tunable single photon interferometer based on modal engineered tapered optical fibers. In *Proceedings of SPIE*, volume 7727, pages 194–212. SPIE, 2010.
- [45] N.A. Silva, N.J. Muga, and A.N. Pinto. Effective nonlinear parameter measurement using fwm in optical fibers in a low power regime. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 46(3):285 –291, 2010.